

GEOFIZIKAI KÖZLEMÉNYEK

A MAGYAR ÁLLAMI EÖTVÖS LÓRÁND GEOFIZIKAI INTÉZET KIADVÁNYA

★

SZERKESZTI:
DOMBAI TIBOR

IV. KÖTET, 2. SZÁM



MŰSZAKI KÖNYVKIADÓ, BUDAPEST

1955

Felelős kiadó: Solt Sándor

Műszaki szerkesztő:		Azonossági szám: 458
Hegedüs Ernő	Ívterjedelem: $7\frac{1}{4}$ (A 5) iv	Megrendelve: 1955. IX. 30.
Papíralak: 70×100	Ábrák száma: 28	Imprimálva: 1955. XII. 17.
	Példányszám: 600	Megjelent: 1955. XII. 31.

Ez a könyv az MNOSZ 5601—54 és MNOSZ 5602—50 A szerint készült.

8531. Franklin-nyomda Budapest, VIII., Szentkirályi utca 28.
Felelős: Vértés Ferenc

Л. БЕНДЕФИ:

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВО ВРЕМЕНИ ВЫСОТЫ РЕПЕРОВ.

Автор рассматривает вопрос о том, как определяется высота репера в любое время без нивелирования, если высота предварительно определена в самые разные времена точным нивелированием. Первый метод определения является геодезическим способом: при помощи диаграмм движения (1 и 3 фигуры). Второй метод определения является гравитационногеодезическим способом: если относительно репера известны изменение во времени аномалии силы тяжести и связь этого изменения с изменением высоты уровня. Автор указывает на то, что с точки зрения решения задачи является безразличным, что происходящие здесь процессы являются ли изостатическими или же тектогенетическими. При отечественных изменениях высоты уровня участвует и компакция, не имеющая связи с аномалиями силы тяжести, поэтому второй способ употребляется лишь тогда, когда влияние компакции отделено от других движений.

Наконец автор устанавливает факт, что к отечественным нивелированиям прошлого века относятся ошибки в нескольких дециметрах из-за рефракции и коррекции рейки, поэтому основанные на этих данных выводы являются тоже ошибочными (цитата 1. 47). На основе нивелирований настоящего века можно делать вывод не об изостатическом (эпирогенном) поднятии, связанном с опрокидыванием слоев горных, а о сильных тектогенетических движениях.

L. BENDEFY:

DETERMINATION OF TEMPORARY CHANGES OF HEIGHT OF THE LEVELLING BASES

Author is studying the possibility of how to determine in an arbitrary time the height of a levelling base without levelling, if the height is already determined in different times and with exact levelling. The first method is geodetic: movement by means of diagrams (Figs. 1 and 3.) whereas the second method is a gravitational-geodetic one: if the temporal changes of the gravitation anomaly in the base and the connection of the same with the change of level are known. Author points out that it is quite indifferent from the point of view of the problem whether there take place isostatic or tectogenetic processes. Compaction has a part in the changes of level in Hungary; this compaction is not in relation with gravitational anomalies, the second method is thus only applicable when the effect of compaction is separated from other movements. Author finally states that the Hungarian levellings of the past century are responsible for refraction and rod-correction errors of several decimeters, thus the conclusions based upon the same are incorrect (see quotation 47.). According to levellings of our century we have to come to the conclusion not of an isostatic (epirogene) elevation combined with tilt, but to strong tecto-genetic movements.

A kézirat 1955. február 14-én érkezett be.

SZINTEZÉSI ALAPPONTOK IDŐKÖZI MAGASSÁGVÁLTOZÁSÁNAK MEGHATÁROZÁSA

BENDEFY LÁSZLÓ

Régi kíváncsi, hogy a szabatos szintezési gyakorlatban olyan módszer vezessenek be a felsőrendű szintezési alappontok magassági koordinátáinak meghatározására, amely lehetővé tenné, hogy a szintezési alappontoknak valamely T_i időpontban szabatosan meghatározott magasságát egy későbbi T_n időpontban, a $(T_n - T_i)$ időközre vonatkozó elmozdulásnak megfelelő, legmegbízhatóbb javítással láthassuk el.

A probléma geodéziai megközelítése

Érdekes, hogy erről a problémáról a külföldi szakirodalomban ezideig nem történt említés. Hazánkban azonban már 1942-ben megfogalmazta Rédey István a következőképpen: «A [szintezési alap-] pontok emelkedésének és süllyedésének sebességét ismerve, minden pont magasságváltozása az idővel kiszámítható, s így — ha szükséges — mindig megállapítható a már megvizsgált [alap-] pontok legvalószínűbb tengerszínfeletti magassága» (1).

A probléma megoldásának ez a tisztán geodéziai módszere feltételezi, hogy a szabatos szintezést ugyanazokon a vonalakon időnként megismételjük. Ha ugyanazon a vonalon, azonos szintezési alappontok magasságát $T_1, T_2, T_3 \dots T_n$ időpontban, szabatos szintezéssel ismételtén meghatároztuk, akkor módunkban áll a $(T_2 - T_1), (T_3 - T_2) \dots (T_n - T_{n-1})$ időközökre vonatkozóan az egyes alappontok szintváltozását megállapítani.

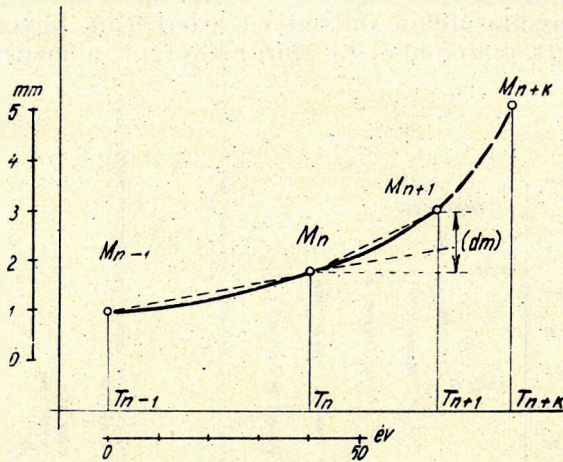
Ha egyértelmű és közel egyenletes mozgást tapasztalunk az időnként megismételt szintezések alapján, az alappontok szintváltozásának többé-kevésbé megbízható értékéhez jutunk.

Ha csak két szintezés történt, egyszerűen feltételezzük, hogy az időközi változás egyenletesen (lineárisan) következett be. Három vagy több szintezés esetén azonban már nemcsak arról lesz némi fogalmunk, hogy az időközi szintváltozás lineáris jellegű-e vagy sem, hanem bizonyos mértékig ítéletet mondhatunk arról is, hogy az egyes szintezések eredménye — egymáshoz viszonyítva — mennyire megbízható.

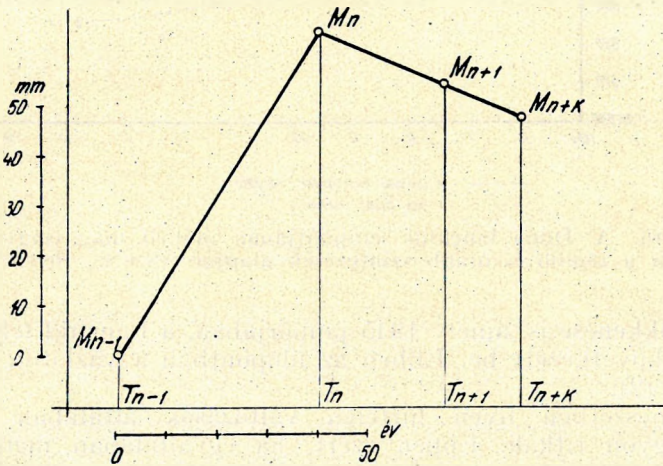
A század elejétől napjainkig végrehajtott szabatos szintezésekről, valamint az általuk nyert koordináták megbízhatóságáról eléggé tiszta képünk van. A korábbi szintezések, ha az észlelők megannyira törekedtek is a szabatosságra, egy sor bizonytalansági tényezőt rejtene. Az egymást követő időközökre nyert szintváltozási értékekből azonban módunkban áll következtetni az egyes szintezések minőségére is.

Általánosságban azt kell feltételeznünk, hogy a szóbanforgó szintváltozások *nem egyenletesen* mennek végbe. A lineáristól való eltérés valószínűségének azonban megvan a határa. Ugyanis minden általános jellegű szintváltozási folyamatot geológiai és geofizikai törvényszerűségek szabályoznak.

Az 1. ábrán bemutatott szintváltozási folyamat láttán az a vélemény alakul ki bennünk, hogy a mérési eredmények megbízhatók, mivel a két egymást követő időszakra nyert szintkülönbség *egyértelmű és folyamatosan bekövetkezett mozgásintenzitás változásra* utal.



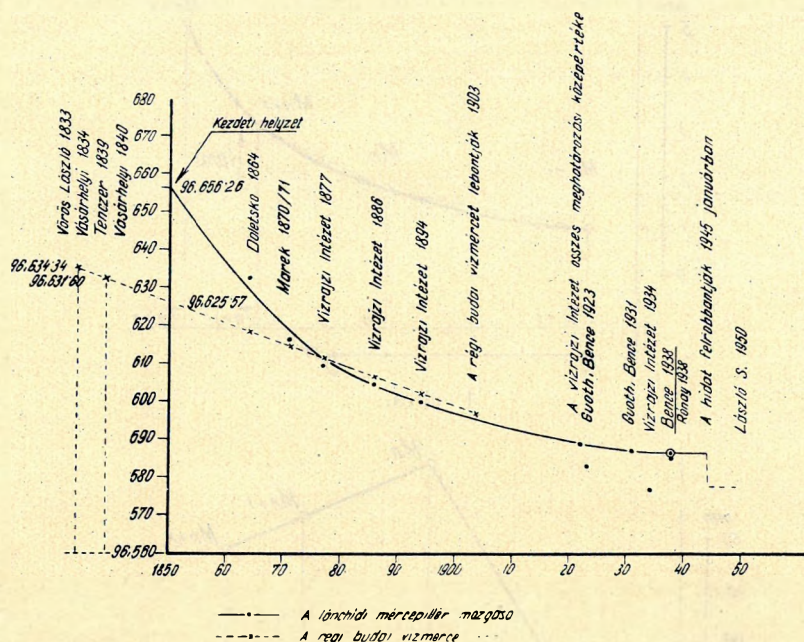
1. ábra.



2. ábra

Ezzel szemben a 2. ábrán feltüntetett szintváltozási folyamat bekövetkezése — geológiai és geofizikai szemszögből — már sokkal kevésbé valószínű, és olyan, aránylag nyugodtan viselkedő tektonikai környezetben, mint amilyen pl. hazánk területe is, az utóbbi évszázadban szinte kizártnak mondható. (Ismétlem: a helyi jellegű rendkívüli jelenségekről, mint pl. súvadásról, csuszamlásról, földrengés okozta kéregtörésről, felszakadásról, elvetődésről stb. ezúttal nincs szó.)

Aránylag rövid időközökben újraszintezett alappont változását nagyon megbízhatóan tudjuk figyelemmel kísérni. Legjobb példa erre a budapesti «Széchenyi» Lánchíd budai mederpillérén lévő vízmérce zérusvonása, amelyet a szakirodalom «a Duna lánchídi sempontja» néven ismer. A sűrűn megismételt szintezések eredménye alapján nemcsak a sempont (azaz semlegespont) lassuló ütemű süllyedését kísérhetjük figyelemmel, hanem a megszerkesztett grafikonból (3. ábra) kitetszik a mederpillérnek az a



3. ábra. A Duna lánchídi sempontjának időbeli magasságváltozása a régibb és újabb szintezések alapján. (Szerk. Bendefy)

hirtelen lezökkenése is, amely 1945 januárjában, a Lánchíd felrobbantása alkalmával következett be. Ebben az időpontban a vázlaton éles lépcső mutatkozik (2).

A természetben ilyen hirtelen változások általában nincsenek, illetőleg nagyon ritkák. Éppen ezért, ha egyáltalában mérhető volna az elemi Δt időközre eső változás, bármely P szintezési alappontnak $(T_{n+k} - T_n)$ időközben megváltozott magassága, illetőleg az időközi szintváltozás ilyen alakban lenne kifejezhető:

$$M_{T_{n+k}} = M_{T_n} \pm \sum_{T_n}^{T_{n+k}} i \Delta t, \quad \text{illetőleg ebből}$$

$$M_{T_{n+k}} - M_{T_n} = \pm \sum_{T_n}^{T_{n+k}} i \Delta t,$$

ahol M_{T_n} a P alappontnak T_n időpontban mért magassága; i a sebességet (intenzitást) jelenti. Az összeg a változás jellege szerint pozitív vagy negatív előjelű lehet.

Sajnos, a szintváltozásnak ilyen szabatos meghatározása nem áll módunkban, mert az alappontok szintváltozását elemi kis időközökben sem mérni, sem ellenőrizni, de még csak kifejezni sem tudjuk.

Két módon is hozzájuthatunk azonban az időközi változás megfelelően szabatos, gyakorlati célra mindenesetre megbízható értékéhez, mégpedig számítással, illetőleg szerkesztéssel.

Numerikus módszer alkalmazása esetén határozzuk meg a $(T_{n+1} - T_n)$ időközre vonatkozó változás értékét (1. ábra); ez egyenlő a vizsgált időközre vonatkozó átlagos évi szintváltozás és az időköz szorzatával.

Az egy esztendőre vonatkozó szintváltozás értéke külön számítás nélkül képezhető akkor, ha — egyik korábbi tanulmányomban (3) tett javaslatnak megfelelően — az eredeti munkarészekben a szintváltozásoknak *tíz évre* vonatkozó értékét képezzük és tartjuk nyilván.

A numerikus eljárásnak hátránya az, hogy az $(M_{n+1} - M_n)$ változást lineárisnak kell feltételeznünk, noha a valóságban *esetleg* nem az.

E tekintetben talán pontosabb eredményt szolgáltat a *grafikus módszer*, amely abban áll, hogy a koordináták megszerkesztett változási görbéjén a kívánt $(T_{n+1} - T_n)$ időköznek megfelelő *változás* vektorát közvetlenül lemérjük.

A probléma geodéziai-geofizikai megoldásának felvetése

1952-ben *Tárczy-Hornoch Antal* lényegesen továbbfejlesztette a problémát. Rámutatott, hogy amennyiben igazolható volna, hogy «... az izosztatikus anomália és a süllyedés nagysága között nagyobb területeken egyenes arány áll fenn, akkor az anomália- és időegységre eső süllyedést, mint a kiegyenlítésből meghatározandó ismeretlent, ezeken a területeken esetleg magába a kiegyenlítésbe is bevihetjük. A kiegyenlítésből ennek az ismeretlennek középhibáját és így az érték megbízhatóságát is kiszámíthatnók. Ha az anomália- és időegységre eső süllyedés az egyes területeken eltérő értékű, több meg nem mért és meghatározandó ismeretlent is be lehetne a kiegyenlítésbe vinni, bár ezáltal a meghatározás megbízhatósága csökken» (4).

Kétségtelenül fontos és újszerű problémával állunk szemben, és éppen azért azt minden vonatkozásban tüzetesen meg kell vizsgálnunk. Azt kell elsősorban eldöntenünk, hogy a nehézségi rendellenességek és a geodéziailag meghatározható szintváltozások között van-e, illetőleg mi-féle kapcsolat van.

Szintváltozást előidéző geológiai folyamatok

Mielőtt ehhez a problémához nyúlnánk, legelsősorban kíséreljük meg röviden áttekinteni, hogy eredetük szerint milyen szintváltozásokról lehet szó.

1. Legáltalánosabbak és szemmel is legelőbb láthatók a geológiai

vagy talajmechanikai eredetű *helyi okokból* bekövetkezett szintváltozások (5). Ezeket a jelenségeket tárgyalásunkból eleve kizárjuk.

2. Igen nagy területeken szoktak jelentkezni az *izosztatikus jellegű mozgások*, illetőleg az ezek következtében létrejött szintváltozások (6). Ezek sorában mindenekelőtt a szárazulatképző (epirogenetikus) mozgásokat kell említenünk. A fogalom elnevezése emelkedő jellegű mozgásokra utal, de nemcsak emelkedéseket sorozunk ide. Ismerünk igen nagy régiókra kiterjedő, függőleges irányú izosztatikus, tehát mindenképpen epirogén süllyedéseket is.

Az évszázados jellegű epirogenetikus süllyedések következtében nagy és mély medencék alakulnak ki. Ezeket *Dana* után *geoszinklinálisoknak* nevezzük. A geoszinklinálisokban az üledékek vastagsága óriási méreteket érhet el. Így az északamerikai Rocky Mountains geoszinklinálisában 23 000 m, a Cascade Range geoszinklinálisában 6000 m, az Altai hegységben 10 000 m, a Donyec medence geoszinklinálisában 14 000 m vastagságú üledék halmozódott fel. A magyar Alföld és Dunántúl sokkal fiatalabb geoszinklinálisában is az üledékek átlagos vastagsága megközelíti az 1800–2000 métert, de helyenként a 3500–3600 métert is meghaladja.

Ma még nem mondható eléggé tisztázottnak az a kérdés, vajjon csak a regionális szintváltozásnak van-e izosztatikus jellege, vagy pedig a földkéreg egyes lokális geológiai szerkezeteiben jelentkező tömeg-többletek, illetőleg tömeghiányok is, amelyek a gravitációs anomaliaszelvényben maximumok és minimumok alakjában jutnak kifejezésre, helyi jellegű izosztatikus mozgásokat végeznek-e.

Ennek a kérdésnek megítélésében nem szabad szem elől tévesztetni, hogy a gravitációs anomaliaszelvényben helyi relatív maximumok és minimumok alakjában jelentkező lokális geológiai «szerkezeteket» — legalább is hazánkban — az esetek többségében nem izosztatikus, hanem tektogenetikus okok hozták létre. Emellett kérdés az is, hogy a helyi relatív maximumok és minimumok egyáltalán a szó szoros értelmében vett földtani szerkezeteket jelölnek-e, vagy egyebet, mert hiszen végtelen sokféle tömegelrendezés okozhatja a nehézségi erőnek ugyanazon eloszlását a Föld felszínén.

3. Az előbbiektől feltétlenül elkülönítendőek a hegységképződési övezetek orogén, illetőleg a közbenső tömegek kratogén, szekuláris jellegű, a mindennapi élet számára észrevehetetlen mozgásai. Ezek napjainkban is hasonló lassúsággal és egyenletességgel mennek végbe, tehát alkalmasak arra, hogy egy-egy rövidebb időközben (pl. 5–50 éven belül) lineárisnak tekinthessük őket.

4. A szintézisi alappontok magasságának változásában nagy szerepe van a *rétegtömörülésnek*. Ez a nagyon egyszerű természeti folyamat olyan igen nagy jelentőségű, hogy mindenképpen indokolt, ha külön fejezetben foglalkozunk vele.

Rétegtömörülés és izosztázia

Hogy rétegtömörülés van, s hogy mi is ez a folyamat, ma már eléggé tisztázott dolog (7) (8) (9) (10).

A folyamat fizikai része abban áll, hogy a felszíni laza üledékek

felettes részei (rétegei) önsúlyukból következően nyomást gyakorolnak az alsóbb szintben levő részekre (rétegekre). Ez a nyomás már kis mélységekben is tetemes, nagyobb mélységekben pedig egészen hatalmas értékeket ér el.

Vegyünk vizsgálatunk alapjául egy egységnyi (1 dm^2) alapterületű elemi hasábot, s vizsgáljuk ennek bizonyos mélységű szintre gyakorolt nyomását. Legyen a vizsgált szint mélysége $= 10 \cdot l \text{ dm}$; a hasáb köbtartalma $= v$; a földalatti közet térfogatsúlya $= q$; az oszlop súlya: $Q = vq = 10 \cdot l \cdot q \text{ kg}$. Ez a súly azonos azzal a nyomással, amelyet a medencében felhalmozódott üledék gyakorol az alatta $10 \cdot l \text{ dm}$ mélységben levő rétegekre.

A légkör nyomása ugyanerre az 1 dm^2 alapterületre, $P = 7,6 \cdot p \text{ kg}$, ahol $7,6$ = a barométer higanyoszlopának normális magassága dm-ben, és $p = 13,596$ a higany fajsúlya. Ebből:

$$P = 7,6 \cdot 13,596 \text{ kg} = 103,33 \text{ kg}$$

A $Q/P = 10 \cdot l \cdot q : 103,33$ hányados adja meg a fölöttes rétegek önsúlyából származó, $10 \cdot l \text{ dm}$, tehát l méter mélységben jelentkező nyomást at-ban, vagyis a légköri nyomás egységében.

Nézzük számszerűen, hogyan alakul a nyomás nagysága különböző minőségű hordalékkal feltöltött üledékgyűjtő medencékben. Az alább közölt térfogatsúly adatokat (1. táblázat) *Vendl* (11) és *Glazenapp* (12) munkáiból vettük át.

1. táblázat

Néhány üledékes közet térfogatsúlya			
Homok	1,40	Mésztufa	1,65
Homokos kavics	1,55	Mészkő	2,54
Kavics	1,70	Homokkő	2,60
Medenceüledékek	1,80	Dolomit	2,85
Olajterületek üledékei	2,10	Mészkő, homokkő, dolomit átlaga	2,67

A 2. táblázatban a földrétegek nyomásának nagyságát közöljük különböző térfogatsúly esetén. (Mivel a talaj nem tökéletesen tömör, célszerűbbnek látszik térfogatsúlyal, s nem fajsúlyal számítanunk, bár ennek se volna semmi akadálya. Az eltérés a két érték között nagyságrendileg nem jelentős).

A fentebb ismertetett óriási mértékű nyomás hatására a mélyben levő rétegekben *átkristályosodás* megy végbe. A kérdés részletei ma még nem tisztázottak, sőt alig kutattak, de pillanatnyilag nem is érintik túlságosan közelről tárgyunkat, maga a jelenség egésze azonban igen. Mindenesetre fel kell hívnom a figyelmet arra, hogy a ma tanulmányozható viszonyok több esetben nem felelnek meg tökéletesen azoknak a tényleges eredeti adottságoknak, amelyek mellett az átkristályosodás bekövetkezett. Nevezetesen ezek a folyamatok már régmúlt geológiai idők, esetleg évmil-

2. táblázat

Mély- ség	A földréteg nyomása Q/P atmoszférában, ha $P = 103,33$, valamint ha az üledékes közet térfogatsúlya				
m	1,40 (homok)	1,55 (homokos kavics)	1,80 (medence üledék)	2,10 (olajterületek)	2,67 (mészkö, homok- kö, dolomit)
100	13,5	15,0	17,4	20,3	25,8
200	27,1	30,0	34,8	40,6	51,7
300	40,6	45,0	52,3	61,0	77,5
400	54,2	60,0	69,7	81,3	103,4
500	67,7	75,0	87,1	101,6	129,2
600	81,3	90,0	104,5	121,9	155,0
700	94,8	105,0	121,9	142,3	180,9
800	108,4	120,0	139,4	162,6	206,7
900	121,9	135,0	156,8	182,9	232,6
1000	135,5	150,0	174,2	203,2	258,4
1200	162,6	180,0	209,0	243,9	310,1
1400	189,7	210,0	243,9	284,5	361,8
1600	216,8	240,0	278,7	325,2	413,4
1800	243,9	270,0	313,6	365,8	465,1
2000	271,0	300,0	348,4	406,5	516,8

liók óta tartanak, s közben a felszíni erózió igen tekintélyes vastagságú üledéksorozatot pusztíthatott le a már átkristályosodott rétegösszlet feől. Erre nagy figyelemmel kell lennünk.

Hogy egyetlen példát említsek, a Sóshartyán I. és II. számú mélyfúrás (13) (14) mintegy 600 méter vastagságú kattiai slirt harántolt. A fúrási magokon észlelt rendkívül egyhangú kőzetkifejlődés egyenletesen süllyedő egykori tengerpartvidékre utal, ahol a homok és az agyag közötti arányban csak elvétve áll be kisebb ideig tartó eltolódás egyik vagy másik összetevő javára. (A törmelék minőségének változása egykori éghajlat-tani változások következménye). Ez az üledéksor valamikor egészen laza tengerpartközeli iszap volt, folyami delták változatos minőségű, leülepedett hordalékanyaga. Ma homokkő-, illetőleg agyagpalaszerű kemény, összeálló, körömmel is nehezen karcolható, majdnem teljesen vízzáró kőzet. Ez a közel tökéletes impermeabilitás is egyik bizonyítéka a nagymértékű rétegtömörülésnek. Ezzel szemben a frissen kikerült, tömör fúromagok szabad levegőn néhány hét alatt ismét szétmállanak. Ha eső éri őket, folyós sárrá lesznek. Bent a fúrólyukban nyomás alatt a kőzet habitusa nem változik. A fúrólyuk fala béléscső nélkül is évtizedekig állékony marad.

A sóshartyáni és környéki kattiai slirben az átkristályosodás nyomaira már *Ferenczi István* felfigyelt (15). *Bartók* részletesen ír erről a jelenségről is mindkét idézett tanulmányában. (Megjegyezzük, hogy a szürkészínű, félig palás agyag iszapolási maradékában talált apró kvarcsemek, finom csillámlemezek, kb. 1 mm-es romboéderekben kifejlődött kalcitkristályok egy távoli kristályos hegység lepusztulásából származnak.)

Ma ez a rétegsor, tehát a szürke színű, agyagos homokkő (slir)-összlet

17 m, illetőleg 33 m mélységben kezdődik és a II. sz. fúrásban 600 méterig változatlanul tart. A slír legfelső határszintje éppen olyan tökéletesen összetömörült és részben átkristályosodott, mint az alatta levő többszáz méteres rétegsor. Világos dolog, hogy a felsőbb rétegek is akkora nyomást kaptak, hogy ilyen mértékű diagenézis következhetett be. *Bartkó* szerint a felszíni erózió 30–40 métert pusztított le az oligocén-végi térszínből. A slír felső szintje arra vall, hogy legalább 100 méteres, esetleg még nagyobb vastagságú fedőréteg időközi lepusztulásával kell számolnunk.

Az átkristályosodást eredményező fizikai és kémiai folyamatot a tárgyalt jelenségek mellett befolyásolják a helyi endogén földtani tényezők. Így pl. felszálló hévvizek, forró gázok és gőzök kétségtelenül elősegítik az átkristályosodás folyamatát, vagyis a diagenézis határát a felszínhez közelebb hozzák.

Ezek a megfontolások és tények jelenleg elsősorban elvileg érdekelnek bennünket. Éspedig annyiban, hogy a mélybeni üledéksorozat egy része, mégpedig legelsősorban az átkristályosodási folyamaton átment része ma már (évmilliók eltelte után) nem szenved lényeges rétegtömörülést a nyomás hatására, s itt a mélyben inkább csak a kémiai folyamatok térfogátváltoztató hatása érvényesül. Ennek következtében ezek a *mélybeni rétegsorok megközelítően azonos mértékben követik az alaphegység süllyedését, vagy vesznek részt annak emelkedésében.*

A rétegtömörülés legnagyobb mértékét tehát a pleisztocén és holocén üledékek szolgáltatják.

Nem kétséges azonban, hogy maga a folyamat, azaz fizikai része elvileg és a valóságban jelen van, hat és érvényesül mindenütt, ahol csak laza üledékekkel találkozunk, a legkisebb vastagságú üledékektől a legnagyobb: több ezer méteres vastagságú üledéksorokig.

A rétegtömörülés mértékének ismeretét illetően igen sokat köszönhetünk *Athy* (7) és *Hedberg* (8) vizsgálatainak. Több ezernyi mérés eredményéből a matematikai törvényszerűséget *L. J. Peters* szűrte le.

Eleve kézenfekvőnek látszik, hogy a rétegtömörülés mértéke függ a vizsgált mélységtől, a közet sűrűségétől, a fedőközetek-, valamint a felszínen levő anyagok sűrűségétől, továbbá, miként azt *Peters* kielemezte: a sűrűség lehetséges legnagyobb növekedésének határértékétől.

Természetes dolog, hogy másképp viselkedik a tömörítő erő hatására pl. a tőzeg, a szárazföldi homok vagy agyag, a nagy folyamok ártéri hordaléka, a tengeri agyag, vagy mésziszap; ismét másként ugyanaz az üledék a tengerben, illetőleg szárazulaton, ha regresszió folytán szárazra került. Egyébként hasonló tulajdonságú kőzetek tektonikailag zavartalan, illetőleg tektonikailag erősen igénybevett területeken (pl. hegységképződési övezetekben) merőben eltérően viselkedhetnek (9). (4. ábra).

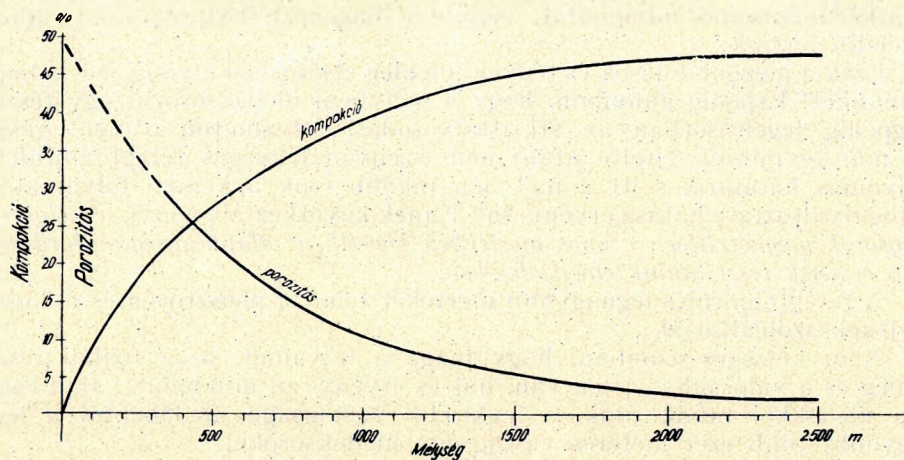
Minden bizonyítás nélkül belátható, hogy a rétegtömörülés, mivel kizárólag az önsúly hatására jön létre, alig-alig van kötve egyéb feltételhez. (Pl. a légkör súlyából származó nyomáshoz, a nehézségi gyorsulás helyi értékének változásához stb.) A természetes környezetéből kiszakított, s elszigetelt térségbe helyezett laza üledékben is zavartalanul tovább folyik a rétegtömörülés. Ezek szerint *a rétegtömörülés folyamata teljesen független az izosztatis viszonyoktól, ugyanígy — természetesen — a földkéreg rugalmas-*

ságától, s végül a földszerkezettani (geotektonikai) körülményektől is, leszámítva azt a másodlagos hatást, hogy élő tektonikai törések közelében a szilárd földkéreg mozgásai következtében a laza üledékek rétegtömörülése is élénkebbé válik.

Fentiekből következik: 1. az üledékgyűjtő medencékben tapasztalt szintváltozások túlnyomó része a legfiatalabb rétegek tömörüléséből származik;

2. e nyers kompakciós értékek és az izosztatikus nehézségi rendellenességek között közvetlen kapcsolat nincsen.

Minthogy a tömegeltolódás — feltételezésünk szerint — egy-egy elemi hasámban egyenletesen történik, a nehézségi rendellenességnek a réteg-



4. ábra. A kompakció és a porozitás görbéje (Athy szerint)

tömörülés folyamata miatt bekövetkező számottevő változására nem kell gondolnunk. A változás nagyságát a Faye-féle redukció fejezi ki.

A legújabb szintezések alapján azt tapasztaljuk, hogy hazánk lapályos síkságain, ahol az üledéktakaró vastagsága a legnagyobb, általában évi 0,5–1,0 mm körüli rétegtömörüléssel számolhatunk¹. Ezek szerint egy fél évszázad alatt, rétegtömörülés következtében átlagos viszonyok között, 3–5 cm-rel szállhat alább a magasságjegyek szintje. Ez a nehézségi rendellenességek értékének változásában 0,010–0,015 mgal-t jelent, ami a mai graviméterek érzékenységének jóval alatta marad. (A hibahatárnak a kb. 30 cm-es szintváltozásához tartozó 0,1 mgal felelne meg.)

A rétegtömörülés folyamata a medencék belsejében nem okoz szemmel észrevehető térszíni változást. Még geológiai értelemben vett hosszabb időszak alatt sem, mert a medencékbe évről-évre bekerülő újabb hordalék nemcsak a morfológiai egyensúly fenntartásához elegendő, hanem — adott esetben — a medence térszínének feltöltődés folytán bekövetkező emelkedéséhez is vezethet.

¹ Nem végleges: csupán előzetes, tájékoztató érték!

A szekuláris jellegű szintváltozásokról

A fentiekben négy különböző mozgásféleségről szóltunk. Ezek mindegyike egy-egy rövidebb (5–50 éves) időközben feltehetően annyira egyenletesen, és olyan lassan megy végbe, hogy e tulajdonságok alapján mindegyikük alkalmas arra, hogy megfelelően szabatos szintezési eredmények birtokában, az alappontok tér- és időbeni helyzetének számszerű meghatározása érdekében ne csak interpolálni, hanem extrapolálni is merészeljünk.

Minthogy a szekuláris mozgások és szintváltozások jellemzői a kisebb időközön belüli közel egyenletesség, továbbá a mozgásintenzitásnak igen alacsony értéke, fenti szintváltozások mindegyikét *szekuláris jellegű* mozgások eredményének tekinthetjük. Ezek tehát 1. az izosztatikus mozgások, különös tekintettel a mindig regionális jellegű epirogenetikus emelkedésekre és süllyedésekre; 2. a hegységképző (orogenetikus) mozgások; 3. közbenső tömegek (kratogén) mozgásai; 4. a laza medencetöltelések és a felszíni takarórétegek rétegtömörülése (kompakciója).

Annak, hogy valamely kéregmozgás szekuláris jellegű-e, problémánk megoldásának szemszögéből igen nagy a jelentősége. Ugyanis csak a hosszú időre kiterjedő és a lassan végbemenő mozgásjelenségek alkalmasak arra, hogy őket jelenleg szóbanforgó vizsgálataink körébe vonjuk.

A dolognak ez a része tisztára geodéziai vonatkozású. Geofizikai vonatkozásban pedig az alábbiakat kell kiemelnünk.

Az orogén (tektogenetikus) és a kratogén mozgások kétségtelenül olyan mozgások, amelyeket *elsődleges erőhatások* hoznak létre.

Nem vizsgáljuk azt a kérdést, hogy milyen okok vezettek ezeknek az elsődleges hegységképző és az internid tömegekben jelentkező kratogén mozgásoknak kiváltódására. Megjegyezzük azonban, hogy azon a területen, ahol működésben vannak, a földkéreg izosztatikus egyensúlya — természetesen — megbomlik. De mindjárt hozzáfűzzük azt is, hogy orogén övezetekben és elsődlegesen mozgott közbenső tömegekben a *tektogenetikus mozgásokkal egyidejűen esetleg izosztatikus, tehát epirogén jellegű mozgások is felléphetnek*.

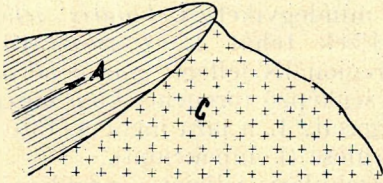
Ilyen eset következhet be pl. akkor, ha egymásra pikkelyeződő szárnnyakból a letarolás nagy tömegeket tüntetett el, és ennek következtében a letarolt hegységrészekben tömeghiány állott elő. A pikkelyeződés folyamatát a letarolás — természetesen — nem zavarja, de a tömeghiány miatt a pikkelyeződés mellett, s azzal egyidejűen, a letarolt hegységrész lassú emelkedése következik be.

Korunkban mind több izosztatikus eredetűnek tartott mozgásfolyamatról bizonyosodik be, hogy elsődleges, azaz nem izosztatikus erőhatás szülöttje. *Bubnoff* szerint még a skandináviai és labradori posztglaciális emelkedéseknél is orogenetikus mozgások lehetőségével kell számolnunk.

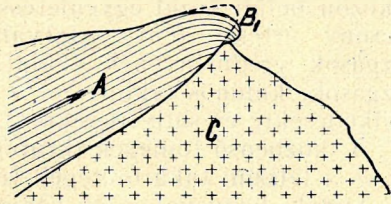
Ha a földkéregben tökéletes egyensúlyi állapot uralkodnék, és ezt sem külső, sem belső erők nem zavarnák, izosztatikus jellegű mozgás nem is jönne létre. Az izosztázia ugyanis nem elsődleges, nem hegység-

képző aktív erő, hanem kivétel nélkül, mindenkor a megbolygatott egyensúlyt helyreállítani törekvő másodlagos, passzív erőhatás (16).

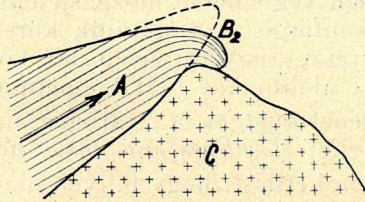
Az izosztatikus mozgások szerepét és jellegét az utóbbi időkben nem egy tanulmány téves megvilágításban állítja elénk. Egyesek határozottan vízszintes értelmű erőkomponenst is tulajdonítanak az izosztatikus «erőnek», (sokkal helyesebb, ha csak izosztatikus erőhatásról beszélünk), és ezen az alapon az izosztáziát a hegységképző erők közé sorolják (17). Ezzel szemben *Egyed L.* is felhívja a figyelmet arra, hogy «... az izosztáziánál csakis függőleges erőkkel számolhatunk, amelyeknek semmiféle vízszintes komponensük nincs» (18).



5a ábra



5b ábra



5c ábra

Ha egy lejtőn levő merev testre függőleges erő hat, akkor a test gyorsulása felbontható egy függőleges és egy vízszintes összetevőre. Ha a függőleges erő következtében a lejtőn *felfelé* mozgó, *nem teljesen merev* test (A) felső része a 4. ábra szerint eléri a lejtő tetejét, akkor a testnek a lejtőn támaszkodó részére alulról ható függőleges erő következtében a test felső része (B_1 , B_2) saját súlyánál fogva átbukik a lejtő tetején és rásimul az alatta levő (C) hegység részre.

Megjegyezzük, hogy amikor tanulmányunkban megemlékezünk az effajta hegységképződési elméletről, hangsúlyozni óhajtjuk, hogy nem tartjuk helyesnek azt a felfogást, hogy ilyen jellegű mozgások izosztatikus okokból jöhetnek létre. Ha ugyanis A tömeg *izosztatikus* okból került mozgásba, akkor a mellette levő C tömeg sem lehet mentes ettől. Ha viszont A és C hegység részek *egymáshoz viszonyított* mozgása annyira különböző, mint az 5. ábrán, akkor ezt a mozgást *nem izosztatikus, hanem tektonikus* okok váltották ki.

Vizsgált problémánk szempontjából figyelembe kell vennünk azt is, hogy még az izosztatikus jellegű mozgásoknak is számos olyan kísérő-jelensége van, (mint pl. a kéregrugalmasság, tektonikus tényező, rétegtömörülés, és itt a dolgok lényegébe bele nem játszó, de esetleg meglevő

és felszínalakító, tehát a szintezési eredményeket erősen befolyásoló helyi jelenségek, mint pl. felszíni rétegek suvadása, csúszása, elvetődése stb.), amelyeket külön-külön szinte lehetetlen figyelembe venni. Még a leggondosabb válogatás mellett is marad egy sor olyan rejtett endogén és exogén tényező, amelyeknek jelenlétét és hatását nem ismerjük eléggé.

A szintváltozások és a nehézségi rendellenességek kapcsolata

Tárczy – Hornocho A. fent idézett elgondolása nyomán megkezdődött a vizsgálat arra vonatkozóan: vajjon kimutatható-e olyan értelmű szigorú összefüggés a nehézségi rendellenességek és a szintváltozások között, amely szerint a szintváltozások emelkedő, illetőleg süllyedő jellegét és nagyságát a nehézségi rendellenességek értékváltozása szabja meg.

Mindenekelőtt vegyük a kérdést tisztán elméleti oldalról szemügyre. Több alapvető ténnyt kell szem előtt tartanunk:

1. Geodéziai vonatkozásban mind a négyfajta, fent tárgyalt szekuláris mozgás alkalmas vizsgálati céljainkra.

2. Az a körülmény, hogy a geológia megállapítása szerint az izosztatikus mozgások zömét tevő epirogenetikus emelkedések, illetőleg süllyedések hosszú időn át tartó *lassú* mozgások, míg az orogenetikus, valamint az internid tömegekben végbemenő kratogén mozgások viszonylag *gyors* és rövidebb geológiai időszakra korlátozódó mozgások, geodéziai szemszögből teljességgel közömbös. Ugyanis a hegységképződések aránylag rövidebb geológiai időtartama is évmilliókat jelent.

3. A szóbanforgó vizsgálatok céljára csakis a geodéziai szemszögből teljesen kifogástalan szintezési anyag használható fel. Ennek érdekében nemcsak statisztikai vizsgálatra, hanem minden egyes szintezési alappont gondos, kritikai vizsgálatára van szükség, ide értve a szintezési alappontok háborítatlanságának kívánalmát is.

4. A szintezési alappontok, illetőleg a gravitációs anomáliaértékek összevetése alkalmával a legszigorúbb kritikával kell eljárunk. A gravitációs anomáliaértékek meghatározásában, valamint az izosztatikus redukció pontosságát illetően $\pm 1,0$ mgal hibahatáron belül kell maradnunk.

5. Nem téveszthetjük szem elől, hogy a szintváltozási értékekben többféle tényező együttes hatása jelentkezik. Ezek, hogy csak a legfontosabbakat említsem: 1. a mérési hibák és kiegyenlítési kényszerek; 2. a tényleges kéregmozgásoknak, valamint 3. a rétegtömörülésnek majdnem mindig együttesen jelentkező hatása; 4. a földkéreg rugalmasságából, 5. tektonikus okokból eredő elmozdulások, továbbá 6. az esetleges helyi földtani rendellenesség (suvadás, földrengés stb.) hatása. (Ez utóbbi esetben az alappontot ki kell zárunk a regionális jellegű vizsgálat köréből.)

Tehát a mozgástani vizsgálatok megkezdése előtt meg kell állapítanunk 1. a mérésből és a kiegyenlítésből származó hibák, majd 2. a rétegtömörülés nagyságát. E két érték levonása után áll csak előttünk az alappont helyén jelentkező valódi kéregmozgásra vonatkozó eredmény.

Mindig szem előtt kell tartanunk ugyanis azt a nagyon is lehetséges és nálunk az alappontok 99%-ánál fennálló esetet, hogy mind az epirogén (azaz izosztatikus), mind a tektogenetikus mozgásokkal együtt, ugyanazon

a helyen, egyidejűleg, *rétegtömörülés* is jelentkezik². Ha a kéregmozgás és a rétegtömörülés hatását nem választjuk szét egymástól, *merőben hamis* eredményre jutunk. Ugyanis a rétegtömörülés vagy növeli vagy csökkenti a szilárd kéreg mozgásából származó szintváltozás értékét.

A rétegtömörülés mértéke számos tényező együttes hatásának függvénye. Szerepe van itt — többek közt — a laza üledékek teljes vastagságának, az egymásra települt rétegek minemiségének és sorrendjének, állandó és változó víztartalmuknak, szemcseszerkezetük fizikai és kémiai tulajdonságainak makro- és mikrovonatközásban egyaránt. Nem utolsó sorban igen jelentős tényező az idő is. Igen régi geológiai korban keletkezett és felhalmozódott üledékek többnyire már alig-alig tömörülnek. Viszont esetleg ugyanazon a helyen a felszínen levő fiatal hordalékokban igen élénk ütemű rétegtömörülés tapasztalható.

Meg kell említenünk, hogy a magasságjegyek szintváltozásánál kétféle kompakció jön számításba. Egyik a geológiai értelemben vett rétegtömörülés, amiről eddig beszéltünk. A másik a talajmechanikai értelemben vett rétegtömörülés, vagy konszolidáció.

Mivel a szintezésnél használatos magasságjegyeket (vas- vagy bronzcsapokat, tárcsákat) mindig valamiféle építménybe falazzuk be, (ide értvén a szintezési köveket is), maguk az építmények (és kövek) is bizonyos mértékű konszolidációt okoznak. Újonnan emelt épületekben elhelyezett magasságjegyeknek ilyen okból bekövetkezett süllyedése néhány év alatt is feltűnő. Ide kell számítanunk a vasúti, közúti és árvédelmi töltéseken elhelyezett magasságjegyeknek a töltések saját tömegének rétegtömörödéséből bekövetkező szintváltozását is.

Geológiai célzatú vizsgálatnál a konszolidáció hatását feltétlenül el kell különítenünk az egyéb eredetű szintváltoztató tényezők hatásától.

Sem a kéreg tényleges mozgásából, sem a rétegtömörülésből származó szintváltozások nem olyan természetűek, hogy a tényleges szintváltozási adatokat szomszédos sávokra megbízhatóan kivetíthetnők. Épp így nem lehet bármilyen rövid távra sem megbízhatóan kivetíteni (extrapolálni) a gravitációs anomáliaértékeket sem. A legkisebb extrapolálás is szolgáltathat a valóságtól merőben elütő értékeket. Jó példát láttunk erre a Bugyi község mellett telepített ürbőpusztai fúrás esetében. (21) (22)

A szintváltozási tényező és az izosztatikus anomáliák összefüggése

Egyes kutatók véleménye szerint a szintváltozási javítás alkalmazásának akkor van meg a lehetősége, ha a mozgások izosztatikus jellegűek, és a szintváltozás iránya (előjele), intenzitása, valamint a nehézségi rendellenesség között egyértelmű összefüggés állapítható meg. Azonban a vizsgálat kezdetén még nem is tudjuk, vajon a vizsgált helyen működő endogén erők izosztatikus jellegűek-e, vagy sem. De a mi szemszögünkől, mint már kifejtettem, nem is lényeges, hogy a szóbanforgó kéregmozgások feltétlenül izosztatikus jellegű, azaz epirogén mozgások legyenek. Lehetnek egyéb tektogenetikus (orogén, illetve kratogén) mozgások is.

² A rétegtömörülés regionális értékének meghatározási módját 3 a. id. munkámban ismertettem, így arra részleteiben nem térek vissza.

Geodétikus úton mindegyik szekuláris mozgás esetén kiszámítható bármely alappont helyzete T_{n+k} időpontban. Megfelelően kicsiny, akár néhány hetes vagy hónapos időközökkel bányaterületeken épült házak, hidak stb. elmozdulása, néhány napos időközökkel pl. a budapesti földalatti vasút építése következtében bekövetkezett süllyedések legkisebb értékei is tanulmányozhatók (23).

E sorok írója két felsőolaszországi szintezés és az időközben történt tengerszintváltozások ismeretében a közelmúltban, ugyane folyóiratban kísérletet tett e két mennyiség összehasonlítására (24). E dolgozatban igyekeztem lehetőséget keresni a regionális rétegtömörülési viszonyok érzékeltetésére. Egy valamivel későbbi tanulmányomban a rétegtömörülés helyi értékének lehetőség szerinti számbavételére mutattam példát (25). Hazai példán a nem végleges szintezési adatok miatt ilyen kísérlet ezidő-szerint még nem végezhető.

Említett két dolgozatomban nem a szintváltozási tényező megállapítása volt a fő cél, hanem általános betekintés a póvölgyi szerkezeti mozgások mechanizmusába. Amennyiben azonban a szintváltozási tényező meghatározását tűzzük ki elsőrendű feladatul, akkor ezt a geodéziai-geofizikai vonatkozású feladatot — véleményünk szerint — csakis alappontonként szabad elvégezni. Középértékképzésnek ebben az esetben nincsen sok létjogosultsága, különösen nem regionális vonatkozásban.

Mind a hazai, mind a külföldi példák arra intenek, hogy csakis olyan szintezési alappontokat szabad a vizsgálatba bevonni, amelyeknél a nehézségi mérések ténylegesen a szintezési alappont közvetlen közelében történtek.

A helyi (felszíni) szintváltozási értékből a rétegtömörülés hatását előzőleg ki kell szűrni. Különösen veszedelmes a konszolidációból származó részlet.

Amennyiben a szintváltozási adatok és a nehézségi rendellenességek értékei nem volnának összhangban egymással, «geológiai korrekció» (20), (26) alkalmazása előtt gondosan meg kell vizsgálni, vajjon nincs-e valami mérési hiba egyik vagy másik fajta meghatározásban. Századeleji vagy múlt századi szintezések eredményének felhasználása esetén az esetleges refrakcióhibákra különösen kell ügyelnünk.

Mivel az egyes szintezési alappontok egymástól különböző mértékben változtatják magasságukat, szabatosan csakis úgy járhatunk el, ha a vizsgálatot minden egyes érdekelt szintezési alappontra külön-külön végezzük el, és a javítási tényezőt is minden egyes szintezési alappontra nézve külön-külön határozzuk meg. Bármilyen sok adatból középértékként képezett javítási tényező egy-egy alappontra nézve nem szolgáltat és so-hase szolgáltathat szabatos eredményt.

A probléma részletei magyarországi vonatkozásban

Fenti általános problematikai tárgyalás után lássuk, lehetséges-e ma a magyarországi szintezési alappontokra nézve a magasságváltozási javítási érték meghatározása a gravitációs anomáliák alapján.

Hazánkban három szintezés áll rendelkezésre. Ezek a következők:

a) Az egykori bécsi Katonai Földrajzi Intézetnek 1873 és 1898 között végrehajtott, úgynevezett «szabatos» szintezése. Az ebből a munkálatból származó szintezési vonalak meglehetősen ritka hálózattal borítják az egykori monarchia területét. E szintezés eredményei a maguk korában a szabatosság akkori fogalmának megfeleltek, azóta azonban bebizonyosodott, hogy többrendbeli súlyos mérési, kiegyenlítési és módszerbeli hiba terheli az egész hálózatot (27)—(30).

b) A Háromszögelő Hivatal által 1921 és 1944 között kifejlesztett és mért magyar országos felsőrendű szintezési hálózat alappontjai (31)—(33).

c) Az Országos Földméréstani, illetőleg a Geodéziai és Kartográfiai Intézet által 1950 óta kifejlesztett és mért új országos felsőrendű szintezési hálózatunk. Ez a háború alatt igen nagy veszteségeket szenvedett, b) alatt említett hálózatot hivatott pótolni, illetőleg azt megfelelő sűrűségű II. és III. rendű hálózattal kiegészíteni. Ez a hálózat munka alatt áll, s bár a Dunántúlon levő I. és II. rendű hálózatrész mérése elkészült, végleges kiegyenlítésére csak évek múlva kerülhet sor.

A b) szintezési hálózatról a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió 1930. évi kongresszusának elnöke megállapította, hogy szabatosság dolgában akkoriban Európában a legelső helyen állott (34).

Ugyanannak a szervezetnek 1951. évi brüsszeli értekezletére beküldött adatok alapján pedig *Kukkamäki*, az Unió főtitkára, hivatalosan közölte, hogy a magyar országos felsőrendű szintezés szabatosság tekintetében jelenleg világviszonylatban az első helyen áll (35).

Ahogy a legújabb (c) szintezési hálózat mérése fokozatosan előrehaladt, tapasztalnunk kellett, hogy a két legutóbbi szintezés közös alappontjainál (36) kimutatható szintváltozási értékek legtöbb esetben egyáltalában nem hasonlítanak az a) és b) alatt említett szintezés ugyanazon közös alappontjainál nyert, korábbi szintezési időközre vonatkozó magasságkülönbségekhez. Ez utóbbiakat az Állami Földmérés 1932-ben *Gárdonyi Jenő* műszaki tanácsos feldolgozásában hivatalosan is közzé tette (37).

A közzététel idejében még egyáltalában nem volt ismeretes, hogy ezeknek a magasságkülönbségeknek hányad részét teszik a mérési és kiegyenlítési hibák, s hányadát a tényleges geológiai eredetű mozgások. Ennek ellenére három-négy hónappal *Gárdonyi* közleményének megjelenése előtt, a budapesti egyetem természettudományi karának két professzora, majd rövidesen a földtani intézet igazgatója már állást foglalt amellett, hogy a szóbanforgó különbségek tényleges szintváltozásokat jelentenek (38)—(40). A legilletékesebbek állásfoglalása után több mint két évtizeden át általában mindenki: geológus, geofizikus, geográfus és geodéta ilyen szemszögből tekintette és taglalta ezt a kérdést.

Magam is több, mint másfél évtizeden keresztül úgy szemléltem és értelmeztem a *Gárdonyi* által közzétett görbéket, mint a magyarországi szintváltozások izobázisait. Ebben a felfogásban készült több tanulmányom (41)—(43).

1948. őszén a Háromszögelő Hivatal I. rendű módon újraszintezte a Lepsény és Győr közötti régi szintezési vonalat. Ugyanekkor, ugyanezen a terepen, *Szebényi L.* geológus földtani és tektonikai megfigyeléseket is végzett, hogy az esetleges mozgásokra valló helyeket tüzetesebben is meg-

vizsgálja. Ez alkalommal tapasztaltuk első ízben, hogy az *a)* és *b)* jelű, illetőleg a *b)* és *c)* jelű szintezések között mutatkozó függőleges koordinátakülönbségek ugyanazokon az alappontokon nem egyértelműek. Mivel azonban akkor még sem hazánkban, sem külföldön nem volt hasonló tapasztalat a bécsi szintezésre vonatkozóan, úgy véltük, hogy a nagy különbségeket a bécsi hálózat eredeti kiegyenlítésében levő durva hibák okozzák (10. ábra).

Hogy ezeket kiejtsük, *Regőczy E.* (44) és a magam előmunkálatai után a Háromszögelő Hivatal az egész bécsi szintezési hálózatot 1949/1950. telén, *Tárczy Hornoch A.* akadémikus szíves útmutatásának szem előtt tartásával újból kiegyenlítette, a hálózatot terhelő és fellelhető durva hibákat kikereste és kiejtette, majd a ma is meglévő és újraszintezett alappontok (furatos falitáblák) magasságát az új kiegyenlítési rendszerben kiszámította (45). Reméltük, hogy a durva hibáknak, amelyek több centimétert, sőt néhol decimétert is meghaladó eltolódásokat okoztak a bécsi magassági koordinátákban, nagy munkával való kiejtése után olyan állapotot teremtünk, amely tűrhetően egyezik a legújabb szintezések eredményeivel. 1947–1949. között írt tanulmányaim ebben a felfogásban készültek (43).

Ahogy azonban a legújabb szintezési hálózat mérése fokozatosan előrehaladt, tapasztalnunk kellett, hogy a két legutóbbi szintezés közös alappontjainál kimutatható szintváltozási értékek legtöbb esetben egyáltalában nem hasonlítanak a bécsi katonai szintezés ugyanazon közös alappontjainál nyert korábbi szintezési időközre vonatkozó magasságkülönbségekhez.

Az 1950–1951., különösen pedig 1952–1953. évi tapasztalataink döntőek voltak. A legújabb hazai és külföldi szabatos szintezések eredményei alapján ugyanis olyan alapvető, eddig ismeretlen mozzanatok váltak világossá előttünk, amelyeknek nyomán át kellett értékelnem az 1931. és 1954. közötti összes ide vonatkozó eredményeket, beleértve — természetesen — a magam addigi állásfoglalását is.

Legutóbbi részletes vizsgálataim (46) során ugyanis kiviláglott, hogy a bécsi katonai szintezést a mérési módszerből és a régi típusú műszerek és felszerelés, főként pedig a szintezőlécek használati módjából származó szabályos hibák terhelik. Nagymértékben jelentkezik a naponkénti léckomparálás elmulasztásából, valamint a refrakciós jelenségekből származó hiba.

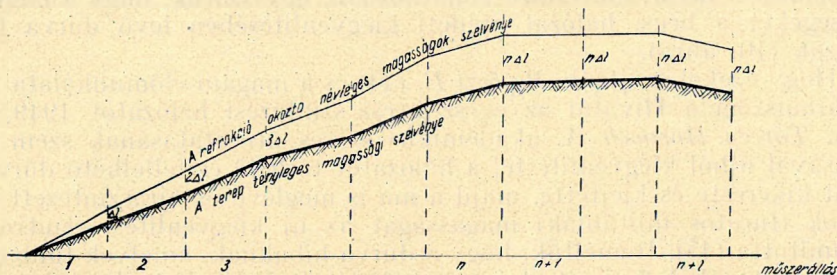
Mindkét hibának van egy szabályos része, amely egy-egy vonalrészen belül következetesen azonos előjelű, tehát halmazódó jellegű. A kétféle hiba másik része véletlen jellegű, s ez az egy-egy műszerállásban fellépő pillanatnyi mikroklimatikus viszonyoktól függ. A hiba véletlen része a teljes hiba menetgörbéjén enyhe fodrok alakjában jelenik meg.

Mindkét fajta hiba a szintezéseknél együttesen érezteti hatását, és a szintezési alappontok tényleges magasságát a névleges (nominális) magasságok kialakulásának törvénye szerint érezhető mértékben eltorzítva szolgáltatja.

A névleges magasságok kialakulási viszonyai (46) azt eredményezik, hogy a szintezési szakasznak az a része, amely esetleg már hibamentes,

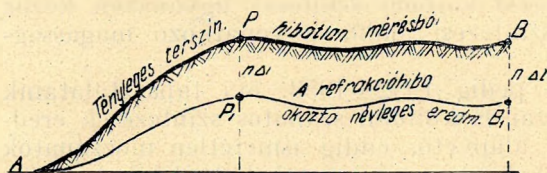
teljes egészében tovább viszi az előző műszerállásig összegeződött hibákat (6. ábra).

Ugyanígy a szintezési hálózatnak esetleg hibamentes szakaszai, illetőleg vonalai, teljes egészében átveszik és továbbadják a hibával terhelt

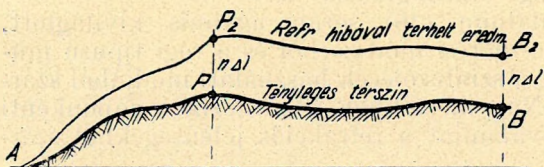


6. ábra. A hibák halmozódása egy szintezési szakaszon belül is a nominális magasságok kialakulására vezet

csatlakozó pontot terhelő teljes refrakció- és léckorrekciós hibát. Ugyanígy terjednek névlegesen tovább a mérés közben fellépő egyéb geodéziai hibák is. Ennek következtében a szintezési alappontok a valóságosnál vagy magasabb vagy alacsonyabb számszerű értéket (koordinátát) nyernek (7a—b ábra).



7a. ábra



7b. ábra

7. ábra. A hibátlanul mért vonalrészt az előző, hibákkal terhelt vonalak összes hibájának számszerű értéke nominálisan terheli

Ezek a hibák a mai korszerű méréseknél alig észrevehetők, ellenben a 70—80 évvel ezelőtti szintezéseknél több deciméteres nagyságrendű teljes hibát eredményeztek.

Ha egy későbbi szintezés során, pl. a mai korszerű műszerek és felszerelés, valamint napjaink szabatos szintezési módszerének alkalmazásával meg lehet állapítani a szintezési alappontoknak a valódit legjobban megközelítő legmegbízhatóbb magasságát, a hibás és helyes értékek összevetésével — még tökéletes nyugalom esetén

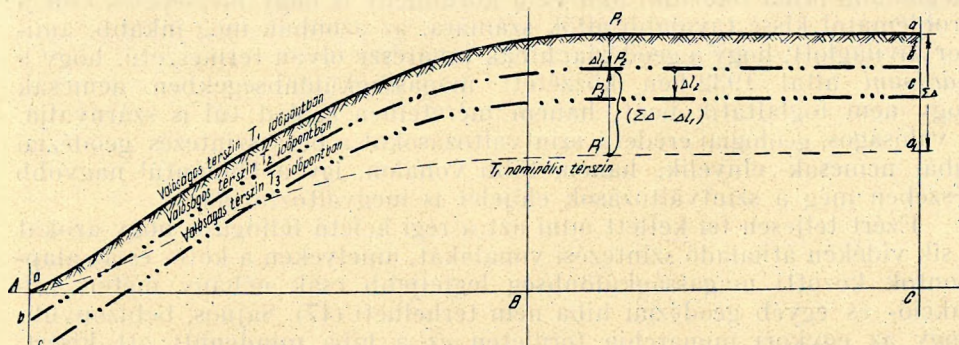
is — úgy tűnik, mintha az alappontok emelkedtek, illetve süllyedtek volna (7a—b ábra).

Ha figyelembe vesszük, hogy $(T_2 - T_1)$, illetve harmadik szintezés esetén $(T_3 - T_2)$ időközben tényleges szintváltozások is történtek, jóval bonyolultabb képet nyerünk (8. ábra). Legyen $(a - a)$ a térszín valóságos helyzete T_1 időpontban, $(b - b)$ ugyanaz a T_2 időpontban, és $(c - c)$

ugyanaz a T_3 időpontban. Tegyük fel, hogy $(b - b)$ és $(c - c)$ állapotot korszerű szabatos szintezések segítségével sikerült meghatároznunk, a T_1 időpontnak megfelelő állapotot azonban $(a - a_1)$ -nek, azaz hibásan határoztuk meg.

Ennek következtében a szintezési méréseredményekből csakis azt következtethetjük, mégpedig helytelenül, hogy P alappont $(T_2 - T_1)$ időközben $(\Sigma \Delta - \Delta l_1)$ értékkel megemelkedett, noha a valóságban Δl_1 értékkel süllyedt. A $(T_3 - T_2)$ időközre vonatkozóan, mivel az utóbbi két szintezést a mai értelemben is szabatosnak tételezzük fel, Δl_2 szintváltási értéket is megbízhatóan nyerjük.

A $(T_2 - T_1)$ időközre vonatkozó Δl_1 helyes értéke ismeretlen, de ha feltételezzük azt, hogy a *geológiai értelemben elenyészően rövid* $(T_3 - T_1)$



8. ábra. Az időközi magasságkülönbségek alakulása hibás és hibátlan szintezések esetén.

$(A - B)$ = mérési hibákkal terhelt vonalrész;

$(B - C)$ = mérési hibák ezen a vonalrészen mérés közben nem keletkeztek. Ennek ellenére a B alappontban összehalmozódott $(\Sigma \Delta - \Delta l_1)$ hibát a $(B - C)$ mégis tartalmazza a P_1' magasságában kialakult nominális térszín formájában.

időközön belül intenzitás- és fázisváltozás nem következett be, a Δl_2 érték alapján több-kevesebb megbízhatósággal kiszámítható, s az így meghatározott $\Sigma \Delta$ értékek segítségével a térszín T_1 időpontnak megfelelő valóságos állapota $(a - a)$ is megközelítően rekonstruálható.

A fentieket csakis akkor tisztázhattuk, amikor ugyanazokon a szintezési vonalakon a bécsi katonai szintezés után további két szabatos szintezés eredményei álltak már rendelkezésünkre. Korábban ugyanis az összehasonlításra nincsen alkalom. A legutóbbi háború felsőrendű szintezési vonalaink alappontjainak tetemes részét elpusztította. A vonalak helyreállítása alkalmával vált lehetővé a bécsi eredetű alappontok újabb ellenőrzése is. Ennek a munkálatnak eredményéből a bécsi katonai szintezés eddig rejtett mérési hibái is meghatározhatókká váltak.

A szóbanforgó refrakciós és egyéb geodéziai hibák esetünkben nagyon tetemesek. Amikor a bécsi katonai szintezés az egykori magyar-osztrák határt elérte, kb. 35–40 cm nagyságú összes hibát tartalmazott. A hórát síkságon áthaladó vonalakat is (a Karsztok miatt) 20–25 cm-es hiba terhelte. Az alappontok névleges magassága ennyivel tért el a való-

ságtól. Ez a hiba a Balaton és Budapest irányában ellenkező értelmű hibák hatására lassan csökkent, majd ellenkező értéket vett fel. Abból a körülményből, hogy Nadap I. főalappontnak az új szintezési hálózatban ugyanaz a számszerű magassága, mint a régi (bécsi) hálózatban volt, következik, hogy ezen a főalapponton — az önkényesen bevezetett matematikai kényszer folytán — mindennemű geodéziai hibának el kell tűnnie. Ezért alakult ki *Gárdonyi*nál (37) Nadapon keresztül vezető zérus vonal. Ezt a tényt érzékeltethetjük tömbszelvénytípusúan a 9. ábrán.

A névleges magasságok kialakulásának szabályai értelmében ezek a geodéziai hibák a hegyvidékekről a síkvidéki vonalakra is áttértek, és azokban nemcsak több centiméteres, hanem helyenként decimétert is meghaladó hibát okoztak. Már ez a körülmény is nagy meglepetés volt a problémától kissé távolabb állók számára, az azonban még inkább, amikor kiviláglott, hogy a geodéziai hibák javarésze olyan természetű, hogy a *Gárdonyi* által 1932-ben közzétett magasságkülönbségekben nemcsak hogy nem foglaltatik bent, hanem méreteiben azokat túl is szárnyalja. A valóságos, geológiai eredetű szintváltozásokat a bécsi szintezés geodéziai hibái nemcsak elnyelik, hanem több vonalon, így a Dunától nagyobb részében még a szintváltozások előjelét is megváltoztatják.

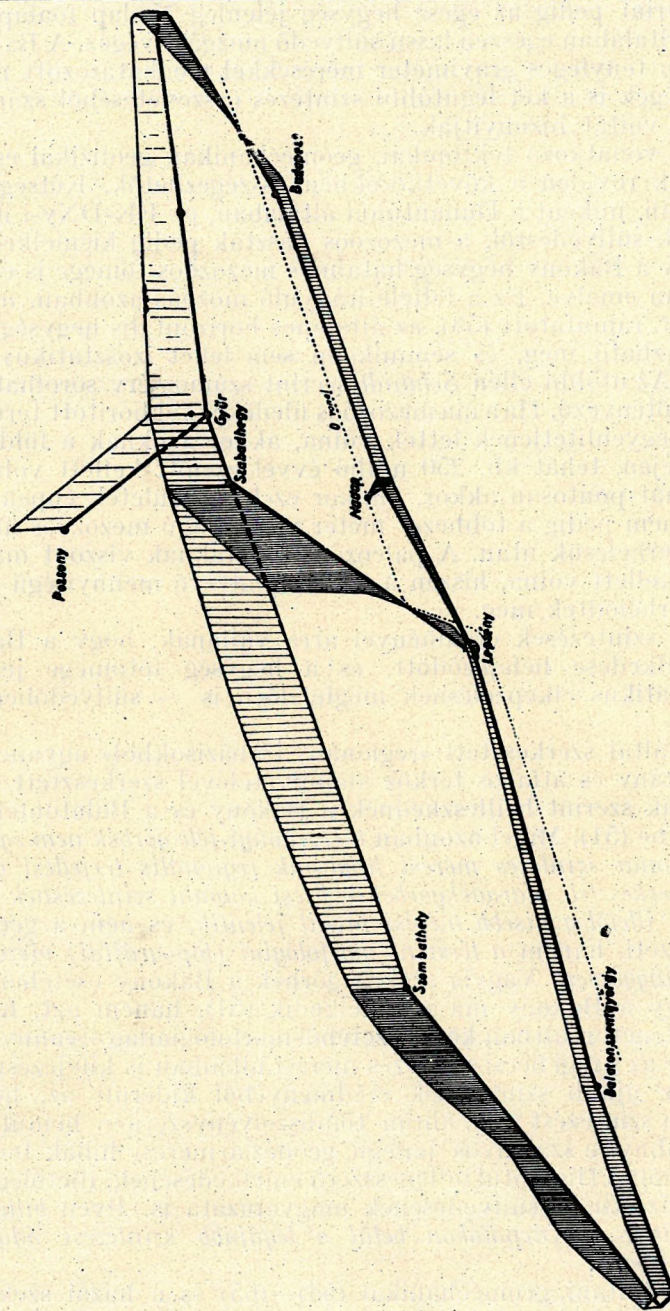
Ezért teljesen fel kellett adni azt a régi keletű felfogást, hogy azokat a sík vidéken áthaladó szintezési vonalakat, amelyeken a kötő- és az alappontok közötti magasságkülönbség legfeljebb csak néhány méter, refrakció- és egyéb geodéziai hiba nem terhelheti (47). Sajnos, bebizonyult, hogy az egykori monarchia területén ez a hiba mindenütt ott kísért, ahol a bécsi katonai szintezésnek nyers, illetőleg az első bécsi kiegyenlítésből származó eredményeihez nyúltak. Emiatt a *Gárdonyi által közölt adatok* (48) is helytelenek, illetőleg *nem szintváltozást jelentenek*.

Mivel ez a tény kétségtelenül bebizonyosodott, minden eddigi olyan tanulmány, amely a *Gárdonyi* által közzétett magasságkülönbségeket geológiai természetű szintváltozásként értelmezte, részben vagy egészben felülvizsgálatra és helyesbítésre szorul.³

A névleges magasságok kialakulásának törvényei szerint mindazokból a szintezésekből származó magasságok, amelyek a bécsi katonai szintezéshez csatlakoztak, annak a csatlakozópontban a refrakcióból, léckorrektúrából stb. származó hibáját teljes egészében átvették. Így hibásak a Vizrajzi Intézet századeleji szintezéséből származó magasságok is (49).

Hogy a *Gárdonyi* által közölt különbségek nem lehetnek szintváltozást jelentő mérőszámok, az legélesebben a Bakony esetéből látszik. *Gárdonyi* szerint a Bakony 40 esztendő alatt 24 cm-t emelkedett. A legújabb szin-

³ Az ide vonatkozó munkák közül megemlíthjük a következőket: *Cholnoky* és *Gárdonyi* (38) állásfoglalása; *Papp Károly* (39) térképe; *Lóczy L. ifj.* (40) térképe; *Gárdonyi* (37) tanulmánya; *Bendefy* (41), (42) és (43) munkái; *Rédey* (1) munkája (7. §. 35–37. lapon foglalt részek); *Szalai* (50) dolgozata; *Scheffer–Kántás* (51) művéből a 342–348. lapon foglalt, a *Gárdonyi*-féle «szintváltozásokra» vonatkozó részlet; *Korbély* (52) munkájának 88–89. lapján foglalt részlet; továbbá *Scheffer* (47) tanulmánya, amelynek *Gárdonyi*tól (37) átvett geodéziai alapadatai, amint éppen kifejtettük, nem szintváltozást jelentenek, hanem a bécsi katonai szintezés éckorrektúrája és refrakció- és egyéb geodéziai hibáiból származnak.



Ne győzzék

9. ábra. A bécsi katonai szintezést terhelő különféle geodéziai hibák alakulása a Dunántúl nyugati felében.
(Szerk. Bendely)

tezési adatok szerint pedig az egész hegység jelenleg Nadap főalappont-hoz viszonyítva általában egészen lassú süllyedő mozgást végez. A Bakonyban és környékén tényleges graviméter mérésekkel meghatározott nehézségi rendellenességek is a két legutóbbi szintezés összevetéséből származó adatok helytálló voltát bizonyítják.

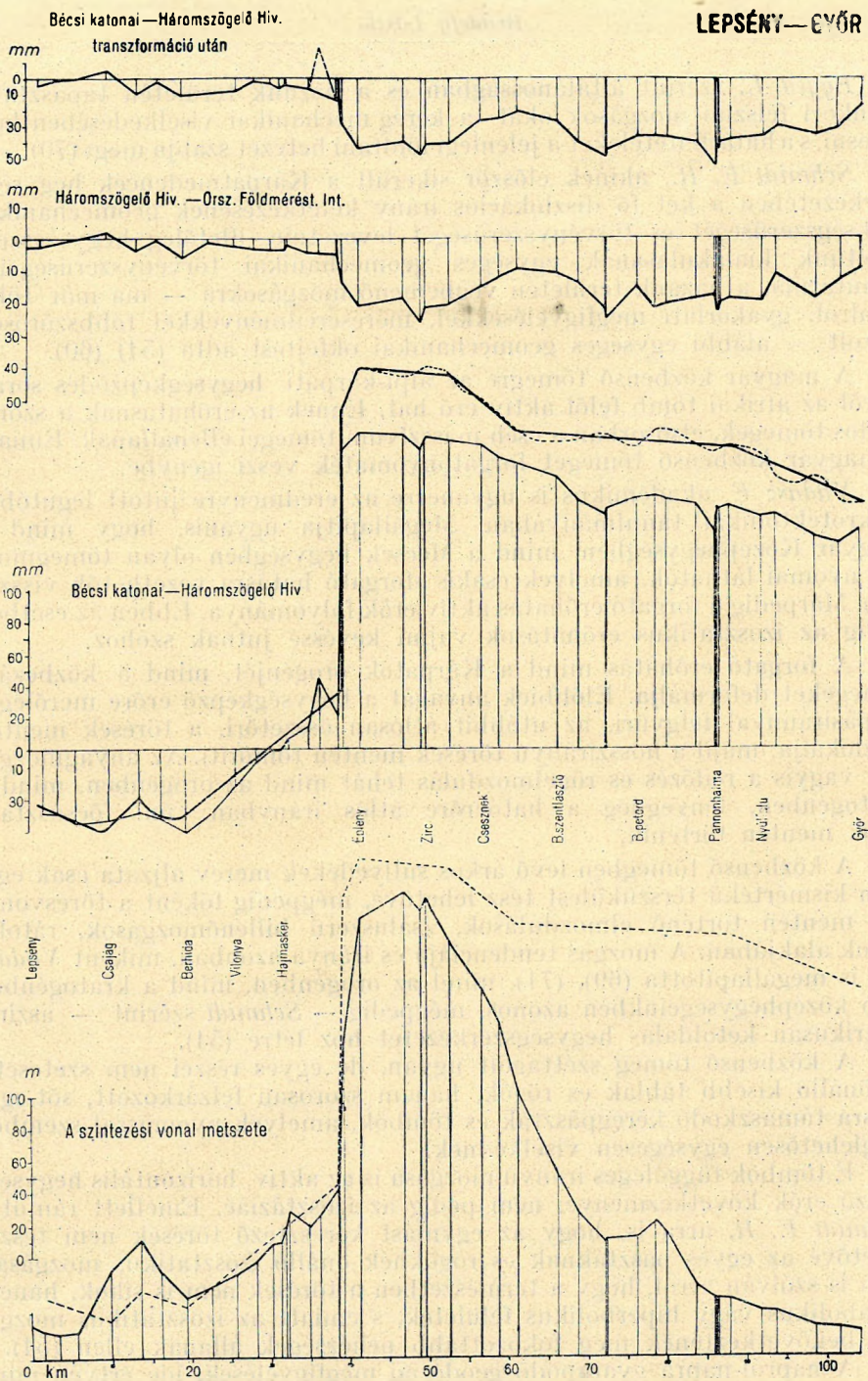
A Bakonyra vonatkozó tektonikai, geomechanikai, geofizikai és geodéziai ismereteink röviden a következőkben összegezhetők. Kétségtelen, hogy a Bakonyban, miként a Dunántúlon általában, az ÉK-DNy-i irányú paleozóos pászták süllyedésről, a mezozóos pászták pedig kiemelkedésről tanúskodnak. Így a Bakony hegység hatalmas mezozóos tömege is eredeti helyzetéből ki van emelve. Ez a felfelé irányuló mozgás azonban, miként arra *Schmidt E. R.* rámutatott (53), az általános horizontális hegységképző erőkkel magyarázható meg, és semmiképp sem lehet izosztatikus okok következménye. Az utóbbi ellen *Schmidt* szerint számos érv sorolható fel. Többek közt az időtényező. Ha a ma mezozóos üledékekkel borított területek izosztatikusán kiegyenlítetlenek lettek volna, akkor azoknak a földtörténeti középkor elején, tehát kb. 250 millió évvel ezelőtt kellett volna kiemelkedniök, tehát pontosan akkor, amikor ezek a területek éppen süllyedni kezdtek, nem pedig a több ezer méter vastagságú mezozóos üledéksorral való megterhelésük után. A paleozóos pásztáknak viszont már akkor süllyedniök kellett volna, hiszen azóta számottevő mennyiségű újabb üledékek alig terhelődtek meg.

A legutóbbi szintezések eredményei arra vallanak, hogy a Bakony harmadkori emelkedése befejeződött, és a hegység főtömege jelenleg — még az izosztatikus elképzelésnek megfelelően is — süllyedőben van (10. ábra).

A *Gárdonyi* által szerkesztett «regionális izobázisokból» ugyancsak a dunántúli vezérirány és átlagos térköz alapulvételével szerkesztett maradékgörbék alakjuk szerint beilleszkednek a Bakony és a Balatonfelvidék mezozóos tömegébe (51). Mivel azonban a *Gárdonyi-féle görbék nem egyebek, mint a bécsi katonai szintezés mérési hibáinak regionális terjedési görbéi, tehát a belőlük szerkesztett maradékgörbék a bécsi katonai szintezésnek az átlagosnál nagyobb, illetőleg kisebb mérési hibáit jelentik*, és nem a geológiai vagy mélyszerkezeti, hanem a *térszíni morfológiai (topográfiai) viszonyokkal vannak összefüggésben*. Vagyis ezek a görbék a Bakony esetében nem azt jelentik, hogy a Bakony ma is emelkedik (51), hanem azt, hogy a hegység a földtörténeti múltban környezetéből morfológiailag olyannyira kiemelkedett, hogy az a régi bécsi szintezés mérési hibáiban is kifejezésre jut.

Mint hogy az újabb szintezések eredményéből kiderült az, hogy a régi bécsi katonai szintezést (a 9. ábrán tömbszelvényyszerűen bemutatott) igen tetemes, többnyire szabályos jellegű geodéziai mérési hibák terhelik, ezzel együtt megdőlt a Dunántúl billenésszerű emelkedésének, illetőleg ezzel összefüggésben, az Alföld süllyedésének magyarázata is. Ilyen *billenéssel egybekötött mozgásra a Kárpátokon belül a legújabb szintezési adatokból nem lehet következtetni*.

A legújabb földtani, geomechanikai (54)–(65) és a hazai szekuláris mozgásokra vonatkozó vizsgálatok (64), (66) (68) egybehangzó bizonyossága szerint a Kárpátokon belül az izosztázának alárendelt szerepe van.



10. ábra. A Lepsény és Győr közötti szintezési vonalon tapasztalt szintváltozások diagramja.

Egyed L. szerint általánosságban és a hazánk területén tapasztalt, jelenkori felszíni mozgások okát «a kéreg mechanikai viselkedésében kell keresni, s a határfeltételeket a jelenlegi földtani helyzet szabja meg» (70).

Schmidt E. R., akinek először sikerült a Kárpátmedencék hegység-szerkezetében a két fő diszlokációs irány keletkezésének geomechanikai szükségszerűségét és törvényszerűségét levezetnie, illetőleg hegységszerkezetünk kialakulásának egységes geomechanikai törvényszerűségeire rámutatnia, a hazánk területén végbemenő mozgásokra — ma már több oldalról, gyakorlati megfigyelésekkel, méréseredményekkel többszörösen igazolt — alábbi egységes geomechanikai okfejtést adta (54) (60).

A magyar közbenső tömegre az alpi-kárpáti hegységképződés során délről az afrikai tömb felől aktív erő hat. Ennek az erőhatásnak a szomszédos tömegek, elsősorban a cseh masszívum tömegei ellenállanak. Emiatt a magyar közbenső tömeget forgatónyomaték veszi igénybe.

Vadász E. akadémikus is ugyanerre az eredményre jutott legutóbbi makrotektonikai tanulmányában. Megállapítja ugyanis, hogy mind a Magyar Középhegységben, mind a Mecsek hegységben olyan tömegmozgás nyomai láthatók, amelyek csakis «forgató hatásra vezethetők vissza» (69). Márpedig a forgató erőhatás aktív erők folyamánya. Ebben az esetben pedig az izosztatikus erőhatások vajmi kevéssé jutnak szóhoz.

A forgató erőhatás mind a Kárpátok orogénjét, mind a közbezárt tömegeket deformálja. Előbbiek anyagát a hegységképző erőre merőleges csapásiránnyal felgyűri, az utóbbit átlósan összetöri, a törések mentén diszlokálja, majd a hosszirányú törések mentén tömöríti. Az anyagmozgítás, vagyis a redőzés és rögelmozdulás tehát mind az orogénben, mind a kratogénben, lényegileg a hatóerőre átlós irányban, ún. főcsúsztató síkok mentén történik.

A közbenső tömegben levő árkos süllyedékek merev aljzata csak egészen kismértékű térszűkülést tesz lehetővé, mégpedig főként a törésvonalak mentén történő elmozdulások, zsaluszerű billenőmozgások, rátolódások alakjában. A mozgás tendenciája és iránya azonban, miként *Vadász E.* is megállapította (69), (71), mind az orogénben, mind a kratogénben levő középhegységeinkben azonos, mégpedig — *Schmidt* szerint — aszimmetrikusan kétoldalas hegységszerkezetet hoz létre (54).

A közbenső tömeg széttagolt ugyan, de egyes részei nem szétesett, különálló kisebb táblák és rögök, hanem szorosan felzárkózott, sőt egymásra támaszkodó kéregpászták és tömbök, amelyek nyomással szemben meglehetősen egységesen viselkednek.

E tömbök függőleges irányú mozgása is az aktív, horizontális hegységképző erők következménye, nem pedig az izosztáziaé. Emellett rámutat *Schmidt E. R.* arra is, hogy az egymást keresztező törések nem teszik lehetővé az egyes pásztáknak és rögöknek önálló izosztatikus mozgását, nem is szólván arról, hogy a természetben a törések nem is síkok, hanem parabolikus vagy hiperbolikus felületek, s emiatt az izosztatikus mozgások bekövetkeztének még fokozottabb nehézségek állanak ellen (54).

A napról-napra gyarapodó geodéziai megfigyelések, ide értve mind a vízszintes, mind a függőleges irányú szekuláris mozgásokra vonatkozó,

tényleges mérésekből származó adatokat, a fentiekben vázolt tektonikai szemlélet helytállóságát bizonyítják.

A Budai hegységben, ahol megfelelő számú és szabatosságú geodéziai méréseredmény állott rendelkezésre, a fent vázolt mozgásokat valóban sikerült is kimutatnunk (66), (68). A korszerű geodéziai vizsgálati eredmények pedig közelebb visznek bennünket a földkéregben végbemenő tényleges mozgások helyesebb ismeretéhez.

* * *

Ezek után feltesszük a kérdést: 1. szükség van-e hazánkban a szintezési alappontok elmozdulásának időnkénti megállapítására, magassági koordinátájának megjavítására, szintezés nélkül; 2. hogyan oldható meg ma ez a feladat.

1. Maga a probléma, mint előttünk álló szükségesség akkor merült fel (1942-ben), amikor még a *Gárdonyi*-féle adatok alapján azt hittük, hogy hazánkban 100 év alatt 30–50 cm-t is elérő szintváltozások vannak. Ma tudjuk, hogy csak tizedekkora szintváltozásokkal kell számolnunk. Vagyis 50 év alatt 15–25 mm-es átlagos szintváltozások a gyakoriak hazánkban. Gyakorlati szemszögből tehát a probléma sokkal kisebb jelentőségűvé vált, mint lett volna abban az esetben, ha a *Gárdonyi*-féle adatok valóban szintváltozást jelentenének. Ennek ellenére a kérdés, különösen tudományos szemszögből, határozottan nagy jelentőségű, sőt egészen különleges esetekben gyakorlati jelentősége is tagadhatatlan.

Úgy látjuk, hogy hazánkban a topográfiai térképek magassági adatainak javítása céljából erre az eljárásra szükség nincsen. Egyrészt azért, mert az 50 vagy 100 év alatt bekövetkező tényleges szintváltozások kisebbek, semhogy a térképi magassági adatok felkerekített értékeiben változást okoznának. Másrészt a magasságjegyeknek 50 vagy 100 esztendő alatt bekövetkező szintváltozása a legtöbb esetben kisebb, mint a topográfiai térkép többnyire trigonometrikus úton meghatározott egyéb magassági adatainak mérés közben bekövetkezett, deciméter nagyságrendű hibája. Azonban pl. Japánban, ahol — néhány évtizeden belül — métereket is elérő szintváltozásokat is tapasztaltak az ország egyes részeiben (72), még a topográfiai térképek adatainak javításánál is igen jól alkalmazható módszer lenne.

2. Az országos felsőrendű szintezések előrehaladtával az egykori bécsi Katonai Földrajzi Intézet és a magyar Háromszögelő Hivatal szabatos szintezéséből a mai napig fennmaradt szintezési alappontok szintváltozási állandójának valószínű értéke megállapítható lesz. Azonban amikor ez — a most folyamatban levő szabatos szintezések segítségével — lehetővé válik, akkor a legutóbbi két szabatos szintezés eredményéből származó, sokkal megbízhatóbb különbségek is rendelkezésünkre állnak majd vizsgálati célokra. Ennek következtében a bécsi katonai szintezés transzformált eredményeit legfeljebb összehasonlító anyagul lesz érdemes felhasználni.

A geodétikus eljárás, ha elegendő számú mérés áll rendelkezésre, bárhol, bármikor alkalmazható. A *Tárczy-Hornoch* A. ajánlotta összetett

módszer szabatos alkalmazására pedig akkor kerülhet sor, amikor az országos felsőrendű szintezés során — legalább is az országos I. és II. rendű szintezési vonalak szintezési alappontjain — a g értékek szabatos mérése megtörtént.

IRODALOM

- [1] RÉDEY I.: A földkéreg izosztatikus egyensúlya. A Mérn. Továbbképző Int. Kiadv. XVI. kt. 28. füz. 35. és 37. l. Bpest, 1942.
- [2] BENDEFY L.: A Duna sempontjának magassága az újabb s régebb meghatározások alapján. Földmérés. Közl. 3. évf. 3. sz. Bpest, 1951.
- [3] BENDEFY L.: A Pó-síkság jelenkori süllyedése. (Tanulmány az alaphegység mozgásvizsionyainak és a rétegtömörülésnek a gravitációs anomáliák segítségével való meghatározására.) Geofiz. Közl. III. kt. 6. sz. Bpest, 1954.
- [4] TÁRCZY-HORNOCH A.: hozzászólása SCHEFFER V. Izosztázia c. tanulmányához. — M. Tud. Akad. Műsz. Tud. Oszt. Közl. V. kt. 1—2. sz. 172. l. Bpest, 1952.
- [5] BÖV. I.: BENDEFY L.: Fejezetek a térképészeti földtan tárgyköréből. (Egyetemi előadások) Bpest, 1953. VII. fejr. Geodéziai alappontok helyzetének megváltozását okozó mozgások. IX. fejr. Szintezési alappontok magasságváltozásának talajmechanikai okai.
- [6] BENDEFY L.: 5 a. id. m. XII. fejr. és RÉDEY I. 1 a. id. m.
- [7] ATHY L. F.: Density, porosity and compaction of sedimentary rocks. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. Vol. 14. Nm. 1. Year 1930.
- [8] HEDBERG H. D.: Gravitational Compaction of Clays and Shales. — Am. Journ. of Science. Vol. 31. 1936. (Ugyanott bő irodalom.)
- [9] BUBNOFF S.: Die Geschwindigkeit der Sedimentbildung und ihre endogener Antrieb. Abh. für Geotektonik. No. 2. Berlin, 1950.
- [10] SZEBÉNYI L.: Rétegtömörülés (kompakció) szerkezetképző hatása. 7 db melléklettel. Földt. Közl. 1955. évf. Bpest.
- [11] VENDL A.: Geológia I. kt. (618. l.) Bpest, 1951.
- [12] GLASENAPP S.: Application du nivellement de haute précision a la prospection du naphthe. Bull. Géodésique, An. 1934. No. 43. Paris, 1934.
- [13] BARTKÓ L.: Beszámoló az 1946. évben Sósheartyan—Szécsény környékén végzett kutatásokról. Jelentés a Jövedéki Mélykutatás 1946. évi sókutató munkálatairól. (A pénzügyminisztérium kiad.) Bpest, 1947.
- [14] BARTKÓ L.: Jelentés az 1947. évben Sósheartyan—Szécsény környékén végzett kutatásokról. Jelentés a Jövedéki Mélykutatás 1947—1948. évi munkálatairól. (A pénzügymin. kiad.) Bpest, 1948.
- [15] FERENCZI I.: Adatok az Ipoly-medence Sósheartyan—Karancsság, illetve Balassagyarmat körüli részének földtani ismeretéhez. (Földt. Int. Évi Jel. 1933—35-ről. II. kt.) Budapest.
- [16] SCHMIDT E. R., Hozzászólás SCHEFFER V.: Az izosztatikus anomáliák és a hegységképződési vergenciák összefüggése c. munkához. — M. Tud. Akad. Műsz. Tud. Oszt. Közl. VII. kt. 4. sz. Bpest, 1952.
- [17] L. ebben a vonatkozásban SCHEFFER V. 16 a. id. munkáját.
- [18] EGYED L.: Hozzászólás SCHEFFER V. 16 a. id. tanulmányához. M. Tud. Akad. Műsz. Tud. Oszt. Közl. VII. kt. 4. sz. Bpest, 1952.
- [19] EGYED L.: Az izosztázia kérdéséhez. Földt. Közl. LXXXI. kt. 10—12. füz. Bpest, 1951.
- [20] EGYED L.: A geofizika alapelemei. Bpest, 1955. (Egyetemi tankönyv.)
- [21] SCHERF E.: Szénhidrogének és sósvizek felkutatásának lehetősége a Duna-Tisza közén. Jel. a Jövedéki Mélykutatás 1946. évi sókutató munkálatairól. (Pénzügymin. kiad.) 124—125 skk. 11. Bpest, 1947.
- [22] KÖRÖSSY L.: Adatok az Alföld északnyugati részének földtani ismeretéhez. Földt. Közl. LXXXIII. évf. 1—3. szám. Bpest, 1953.
- [23] JÁRAY J.: A földalatti vasút vérmézői munkahelyének közet- és földtani viszonyairól. Hidrológ. Közl. Bpest, 1954.

- [24] BENDEFY L.: 3. a. id. m.
- [25] BENDEFY L.: Újabb vizsgálatok a felszíni szintváltozások, a regionális rétegtömörülés és a gravitációs anomáliák összefüggésének kérdéséről. (Kézirat a M. Tud. Akad. birtokában.) Bpest, 1954.
- [26] FACSHINAY L.: Gravitációs mérések és izosztázia. 99. l. Bpest, 1952.
- [27] LEHRL FR.: Das Präzisions-Nivellement in der Öst.-Ung. Monarchie. I. Theoretische Grundlagen u. Ausführungs-Bestimmungen. Mit 6 Tafeln. Die Astronomisch-Geodätischen Arbeiten des k. u. k. Militär-Geogr. Inst. in Wien, VII. Bd. Wien, 1897.
- [28] LEHRL FR.: Das Präzisions-Nivellement in der öst.-ung. Monarchie. Mitth. d. k. u. k. Milit.-Geogr. Inst. IV. Bd. S. 45–60. Wien, 1884.
- [29] LEHRL FR.: Das Präzisions-Nivellement in der öst.-ung. Monarchie. U. ott XIX. Bd. S. 166–193. Wien, 1899.
- [30] LEHRL FR.: Die Fortsetzung des Präzisions-Nivellements, ausgeführt im Jahre 1899. U. ott XIX. S. 196–197 l. Wien, 1899.
- [31] SZILÁGYI B.: A m. kir. Állami Földmérés felsőgeodéziai munkálatai az 1930–1932. években. (M. kir. Áll. Földm. közl. III.) Bpest, 1933.
- [32] SZILÁGYI B. és TÁTRAY I.: Rapport sur les Travaux Géodésiques effectués par le Bureau des Triangulations du Service Général de Cadastre Hongrois. Bpest, 1930, 1933, 1936 és 1939.
- [33] BENDEFY L.: Felsőrendű szintezési hálózatunk az 1949. évi kiegyenlítés tükrében. Földm. Közl. 4. évf. 2. szám, Bpest, 1952.
- [34] SZILÁGYI BÉLÁK, a Pénzügymin. IX. ügyosztálya azidőbeni vezetőjének szíveségéből láthattam az Unio főtitkárától érkezett, erre vonatkozó hivatalos értesítést; néhány nap múlva GÁRDONYI JENŐNÉL láttam a P. M. IX. ü. o.-nak a Háromszögélő Hivatalhoz intézett leiratát, amelyben a szóbanforgó közlés tartalmát hozta a hivatal mérnöki karának tudomására. Sajnos, az értékes iratok a háború alatt elkallódtak. (V. ö. 17 a. id. m. 8 l. jegyz.)
- [35] KUKKAMÁKI T. J.-nek a magyar Országos Geodéziai és Kartográfiai Intézethez intézett, 1953. márc. 23-án kelt leveléből.
- [36] BENDEFY L.: A magyar országos felsőrendű szintezés új főalappontjai. Földmérésügyi Közl. 4. évf. 1. sz. Bpest, 1952.
- [37] GÁRDONYI J.: A régi felsőrendű szintezési alappontok magasságainak változásai. Az Áll. Földm. Közl. II. sz. Bpest, 1932. Megjelent még: Geodéziai Közl. VIII. évf. Bpest, 1932.
- [38] CHOLNOKY J.: hozzászólása GÁRDONYI J. Az Alföld süllyedése a régi és újabb szintezések összehasonlítása alapján c. előadásához. Földrajzi Közl. LX. kt. 127–128. l. Bpest, 1932.
- [39] PAPP K.: közlése GÁRDONYI alapján: Karte der Niveauveränderungen Rumpfungarns im Mass-stabe 1: 1500000. Földtani Szemle, Band I. Heft. 2. Bpest, 1932.
- [40] LÓCZY L. ifj.: Magyarország geofizikai-tektonikai térképvázlata. Földt. Int. Évi Jelentése 1933–1935. I. kt. 422 l., tb. mell. és Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol. 18, 7, 1934. 925 l.
- [41] BENDA L.: Belsőkontinentális kéregmozgások Csonka-Magyarország területén. Geogr. Pann. III. Pécs, 1932.
- [42] BENDEFY L.: A magyar föld szerkezete. Bpest, 1934.
- [43] BENDEFY L.: A volt bécsi Katonai Földrajzi Intézet szintezési főalappontjainak szerepe a jelenkori kéregmozgások meghatározásában. Térképészeti Közl. VII. kt. Bpest, 1950. U. az németül: Földtani Közl. LXXIX. kt. Bpest, 1949.
- [44] REGŐCZI E.: Magyarország régi elsőrendű szintezési hálózata. Földmérésügyi Közl. 1. évf. 3. szám, Bpest, 1949.
- [45] BENDEFY L.: Hozzászólás SCHEFFER V., Izosztázia c. tanulmányához. M. Tud. Akad. Műsz. Tud. Oszt. Közl. V. kt. 178–180. l. Bpest, 1952.
- [46] BENDEFY L.: Előtanulmány a magyarországi szintváltozási mérőszámoknak geológiai és geofizikai kiértékeléséhez. (Kézirat a M. Tud. Akad. birtokában.) Bpest, 1954.
- [47] SCHEFFER V.: A magyarországi szintváltozások izosztatikussá jellege és a szintezési alappontok magasságainak időbeni értékjavítási lehetősége. M. Tud. Akad. Műsz. Oszt. Közl. XIII. kt. 14–25 l. Bpest, 1954.

- [48] GÁRDONYI J., 37 a. id. m.
- [49] Közzétéve BENDEFY 41 és 42 a. id. munkában.
- [50] SZALAY T: Paleogén vulkáni lánc a magyar közbülső tömeg «O» vonala mentén. Bány. Koh. Lapok LXX. évf. Bpest, 1937. U. az németül: Zentr.blatt f. Min. etc. Jhg. 1938. Abt. A. No. 3. S. 65–69.
- [51] SCHEFFER V.—KÁNTÁS K: A Dunántúl regionális geofizikája. Földtani Közl. 1949. évi 9–12. sz. Bpest, 1949.
- [52] KORBÉLY J: A Tisza szabályozása. Debrecen, 1937.
- [53] SCHMIDT E. R: Megjegyzések Vadász E: «Magyarország földtana» c. könyvének hegyszerkezeti részéhez. A Földtani Társulat könyvankétján 1954. ápr. 14-én tartott előadás. Földtani Közl. LXXXV. ht. 217 l. Bpest, 1955.
- [54] SCHMIDT E. R: Közép- és szigethegységeink szerkezeti kialakulásának geomechanikai alapjai. Bány. Lapok 6. évf. 7. sz. Bpest, 1951.
- [55] SCHMIDT E. R: A Dunántúli Magyar Középhegység északkeleti részének hegyszerkezeti vázlata és kialakulásának geomechanikai magyarázata. Bány. Lapok 7. évf. 1. sz. Bpest, 1952.
- [56] SCHMIDT E. R: Karszt- és karsztos hévízforrásaink geomechanikai alapjai. Bány. Lapok 8. évf. 8. sz. Bpest, 1953.
- [57] SCHMIDT E. R: A magyarországi magmaprovincia kérdése geomechanikai megvilágításban. Bány. Lapok 8. évf. 11. sz. Bpest, 1953.
- [58] SCHMIDT E. R: A hidrológia néhány geomechanikai vonatkozásáról. Bány. Lapok 8. évf. 12. sz. Bpest, 1953.
- [59] SCHMIDT E. R: A baranyai hegységcsoport nagyszerkezete stb. Bány. Lapok 9. évf. 8. sz. Bpest, 1954.
- [60] SCHMIDT E. R: A geomechanikai szemlélet szerepe a karsztvízkutatásban és a karsztvíz elleni védekezésben. Bány. Lapok 9. évf. 9. sz. Bpest, 1954.
- [61] HORUSITZKY F., VIGH F., VIGH GY., PAPP F., KESSLER H., SZABÓ P. Z., SZALÁNCZY K., DZSIDA J., KRUPÁR G., STUBNYA V., JÁRAY J: Hozzászólások SCHMIDT E. R. geomechanikai elméletéhez. Bány. Lapok 9. évf. 9. sz. Bpest, 1954.
- [62] VENDEL M., SZTANKÓCZY I., KOVÁCS GY., BALOGH GY., FACSINAY L., VIDACS A., ERDELYI M., SIMON B., KRETZÓI M: hozzászólása SCHMIDT E. R. geomechanikai elméletéhez. Hidr. Közl. 1955. 1–2. sz. Bpest.
- [63] CZEKE E: DR SCHMIDT E. R. geomechanikai elméletének gyakorlati alkalmazása a bányászatban. Bány. Lapok 9. évf. 9. sz. Bpest, 1954.
- [64] BENDEFY L: Középhegységeink geomechanikai viszonyai a korszerű geodéziai méréseredmények tükrében. Bány. Lapok 10. (88) évf. 3. szám. Bpest, 1955.
- [65] JÁRAY J: Mikrotektonika és kőzetmozgás közötti összefüggés. Bány. Lapok 9. évf. 10. sz. Bpest, 1954.
- [66] BENDEFY L: Vízszintes értelmű szekuláris mozgások Budapest területén. Földmérési Közl. 5. évf. 1. és 2. sz. Bpest, 1953.
- [67] BENDEFY L: Orogén jellegű kéregmozgások Budapest főváros területén. Bány. Lapok 7. (85) évf. 10. sz. Bpest, 1952.
- [68] BENDEFY L: Szekuláris változások Budapest területén. Bány. Lapok 8. (86.) évf. 7. sz. Bpest, 1953.
- [69] VADÁSZ E: Magyarország földtani nagyszerkezeti vázlata. M. T. Akad. Műsz. Tud. Oszt. közl. XIV. kt. 1–3. sz. Bpest, 1954.
- [70] EGYED L: Hozzászólás VADÁSZ E. 69. a. id. tanulmányához. (U. ott, mint Vadász 69. a. id. m.)
- [71] VADÁSZ E: Magyarország földtana. Akad. kiad. Bpest, 1953.
- [72] V. ö. a Japánból közölt nemzetközi jelentéseket a Travaux de l'Assoc. International de Géodésie 1926. és 1930. évi 3. ill. 7. kötetében. Paris.

Л. Э Д Е Д:

НОВЫЙ МЕТОД ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ.

Автор описывает новый метод определения средней плотности, пригодный и для аналитической и площадной обработки. Этот метод является существенным обобщением метода Неттлетона.

L. EGYED:

NEW METHOD FOR THE DETERMINATION OF MEAN DENSITY

An analytical and areal method is given for the determination of density used in gravity measurements.

The method is an essential extension of the Nettleton-method.

ÚJ MÓDSZER AZ ÁTLAGSŰRŰSÉG MEGHATÁROZÁSRA

EGYED LÁSZLÓ

A Bouguer-anomáliák kiszámításának egyik alapfeltétele a terület átlagsűrűségének ismerete. Ez az átlagsűrűség ritkán határozható meg mélyfúrások anyagából, mert vagy nincs a területen mélyfúrás, vagy pedig szelvénye nem jellemző a terület közeteloszlására.

Az átlagsűrűség értéke hegyes vagy dombos területen a graviméteres mérések adataiból kiszámítható. Erre *L. L. Nettleton* adott eljárást (1).

Nettleton elgondolása az, hogy ha a graviméterrel felmért területen az egyes észlelési adatokat különböző sűrűségértékekkel redukáljuk, a helyes sűrűség felvételénél a gravitációs kép nem viseli magán a topográfia változását.

Az átlagsűrűség meghatározásához a Nettleton eljárásnál olyan észlelési helyeket kell kiválasztani, amelyek közel egy egyenesbe esnek. Az egyes észlelési állomásokhoz a területen várható több különböző sűrűségértékre kiszámítjuk az anomáliaértékeket. A kiszámított anomaliaszelvényeket s a topográfia szelvényét egymás fölé diagramba viszik fel (l. 1. ábrát). Az anomaliaszelvények egy része követni fogja a topográfia ingadozásait, másik része azok tükörképével változik együtt. Lesz azonban egy olyan sűrűségérték, amelynek anomaliaszelvénye a topográfia ingadozásával semmiféle kapcsolatban sem áll. Ez a helyes átlagsűrűség.

A Nettleton-eljárásként ismert, s a fentiekben vázolt módszer hátránya, hogy nem az anomáliák területi eloszlásából adja a sűrűségértéket,

A kézirat 1955. augusztus 23-án érkezett be.

hanem a szelvényből. Másrészt a grafikus eljárásban a statisztikus ingadozások figyelembevételénél van egy szubjektív jellegű rész is.

Ennek kiküszöbölésére *K. Jung* kísérelt meg korrelációs számításon nyugvó megoldást adni (2). Eljárásának lényege az, hogy azt a sűrűséget keresi, amely mellett a korrelációs koeficiens zérus. Elvileg ez a helyes sűrűség.

Az eljárás gyakorlati felhasználásra azonban nem alkalmas. Mint azt már egyszer kifejtettük (3), egy olyan területen, ahol az átlagsűrűségérték 2 körül mozgott, a Jung-féle eljárással 381 állomásból számított sűrűségérték 2,78-nak adódott. Hasonló tapasztalathoz jutott az Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Gravitációs osztálya a dorogi területen, ahol 120 állomásra alkalmazták a Jung-féle eljárást (4).

Az alábbiakban rendkívül egyszerű eljárást adunk az átlagsűrűség meghatározására. Az eljárás előnye, hogy területileg is alkalmazható.

Az eljárás alapgondolata a következő:

A helyes átlagsűrűség felhasználása mellett adott nívófelületre redukált Bouguer-anomáliák mindig analitikus felületeket jelentenek. Egy ilyen felület normálmetszeténél létrejövő síkgörbének egy darabja első közelítésben egyenessel, azaz a görbe megfelelő húrjával, pontosabb közelítésben pedig parabolaívvel helyettesíthető.

1. Legyen P_1, P_2, P_3 három egy egyenesben fekvő észlelési állomás, amelyeknek a tengerszint feletti magassága m_1, m_2, m_3 , míg x_{12} jelölje a P_1 -nek P_2 -től, x_{23} a P_2 -nek P_3 -tól való távolságát. Jelöljük y_i -vel az i -edik észlelési állomáson σ sűrűséggel redukált Bouguer-anomália értékét, míg a helyes sűrűséggel redukált Bouguer-anomália jele legyen \bar{y} .

Vezessük be továbbá a következő jelölést:

$$Y = \frac{x_{12} y_3 + x_{23} y_1}{x_{12} + x_{23}} - y_2$$

$$\bar{Y} = \frac{x_{12} \bar{y}_3 + x_{23} \bar{y}_1}{x_{12} + x_{23}} - \bar{y}_2$$

$$M = \frac{x_{12} m_3 + x_{23} m_1}{x_{12} + x_{23}} - m_2$$

Az első közelítés azt jelenti, hogy a helyes sűrűséggel redukált értékek három szomszédos pontjára első közelítésben fennáll az

$$\bar{Y} = 0$$

összefüggés.

Az y és \bar{y} értékek között felírható a következő egyenlőség is:

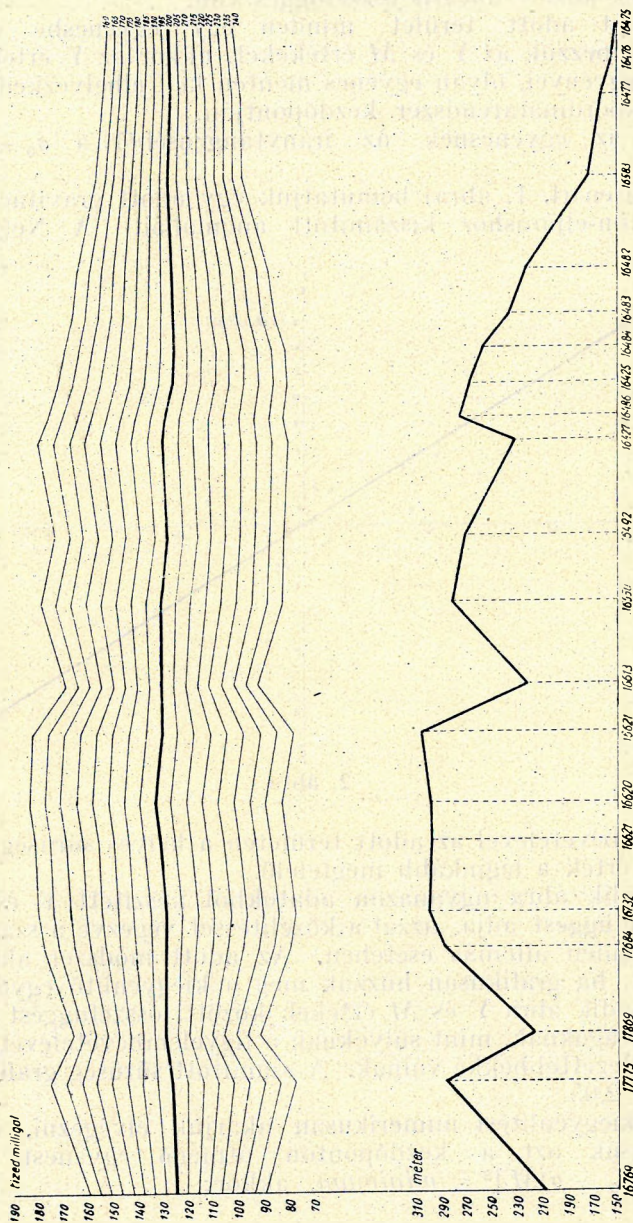
$$y_i - \bar{y}_i = 2\pi f m_i (\sigma_0 - \sigma)$$

Ennek az összefüggésnek a figyelembevétele mellett

$$Y - \bar{Y} = 2\pi f M (\sigma_0 - \sigma)$$

Miután pedig $\bar{Y} = 0$, a végleges összefüggés így írható fel:

$$Y = 2\pi f M (\sigma_0 - \sigma)$$



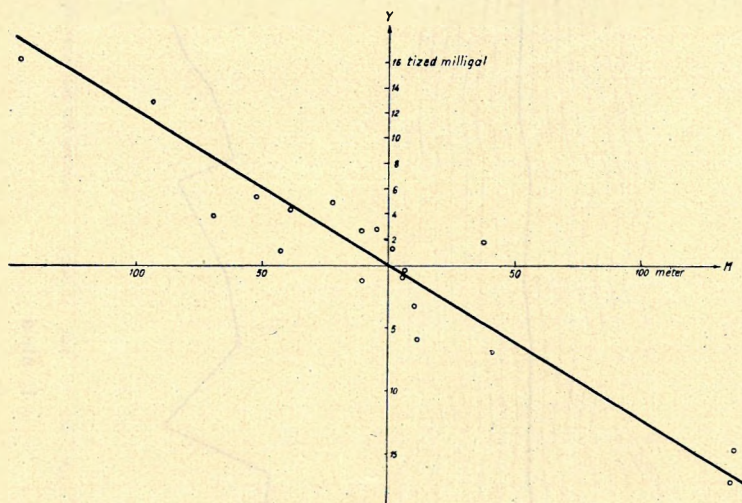
1. ábra

Ebben a kifejezésben egyedül a σ_0 ismeretlen mennyiség, minden más adat kiszámolható. A kifejezés azt mondja, hogy az Y értékek és az M értékek között lineáris összefüggés van.

Ha tehát adott terület minden egy egyenesbe eső állomáshármasára képezzük az Y és M értékeket, akkor az Y értékek, mint az M -nek a függvényei, olyan egyenes mentén kell elhelyezkedjenek, amely áthalad a koordinátarendszer kezdőpontján.

Ennek az egyenesnek az iránytangenséből a $\sigma_0 - \sigma$ kiszámítható.

Mellékelten (l. 1. ábra) bemutatjuk egy adott gravitációs szelvénynek Nettleton-eljáráshoz kiszámított anomáliáit. A Nettleton-eljárás



2. ábra

elve figyelembevételével az adott területen a helyes sűrűség 2,00 és 2,05 között lévő érték a leginkább megfelelő.

A második ábra ugyanazon adatokból készített Y és M értékek közötti összefüggést adja, azzal a közelítéssel végezve a számítást, hogy $x_{12} = x_{23}$ minden állomás esetében. Az adott módszer alapján kapott sűrűség 2,01, ha grafikusan húzzuk meg a kiegyenlítő egyenest.

A harmadik ábra Y és M értékek közötti összefüggést ábrázolja az állomástávolságoknak, mint súlyoknak a figyelembevételével. Az értékek itt kissé rendezettebbekké válnak. A számított sűrűség grafikus kiegyenlítés mellett 2,05.

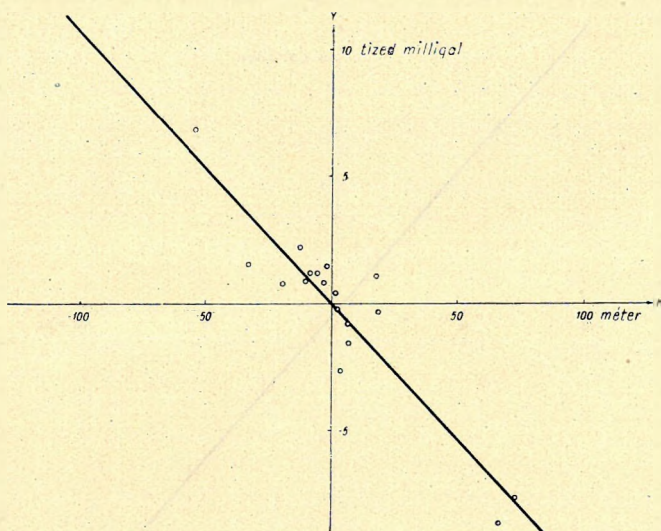
Ha a kiegyenlítést numerikusan akarjuk elvégezni, olyasszerűen, hogy keressük azt a kezdőponton átmenő egyenest, amelyre a $\sum [Y_i - 2\pi f (\sigma_0 - \sigma) M_i]^2 = \text{minimum}$, akkor:

$$\sigma_0 - \sigma = \frac{1}{2\pi f} \frac{\sum M_i Y_i}{\sum M_i^2} = -0,231$$

Mivel pedig a számításhoz $\sigma = 2,30 \text{ g cm}^{-3}$ sűrűséget használtuk, $\sigma_0 = 2,07$ -nek adódik.

2. A kvadratikus közelítést csak abban az esetben alkalmazhatjuk, ha az észlelési állomások távolságai egyenlők. Ebben az esetben minden egy egyenesbe eső négy észlelési állomásra felírható az

$$\left[\frac{y_4 - y_1}{3} - (y_3 - y_2) \right] = 2\pi f \left[\frac{m_4 - m_1}{3} - (m_3 - m_2) \right] (\sigma_0 - \sigma)$$



3. ábra

összefüggés, mivel a helyes sűrűséggel redukált anomáliaértékek mindig egy parabolaivre fektethetők s így rájuk fennál az

$$\frac{\bar{y}_4 - \bar{y}_1}{3} - (\bar{y}_3 - \bar{y}_2) = 0$$

egyenlőség, ha az 1, 2, 3, 4 egymásután következő állomások sorszámjai.

Ha egyszerűség kedvéért most:

$$Y = \frac{y_4 - y_1}{3} - (y_3 - y_2)$$

és

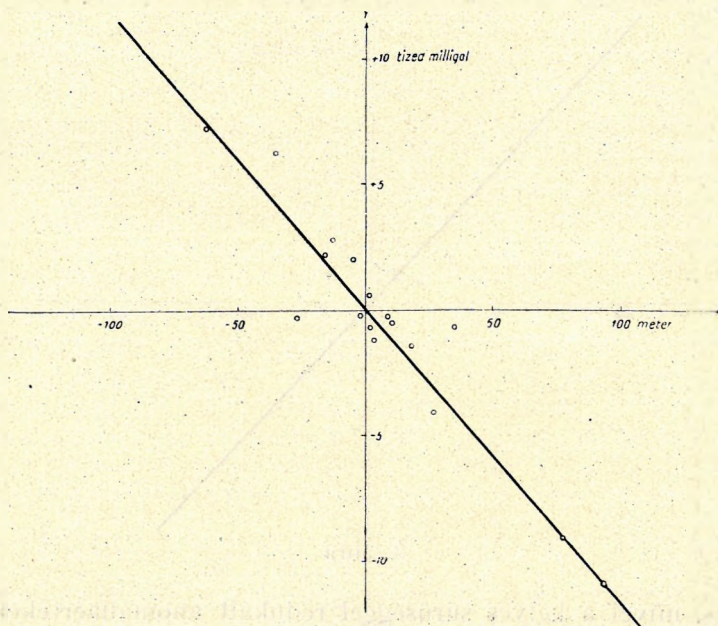
$$M = \frac{m_4 - m_1}{3} - (m_3 - m_2),$$

akkor formálisan az előző alakhoz jutottunk:

$$Y = 2\pi f M (\sigma_0 - \sigma).$$

A 4. ábra az előzőekben közölt adatokra adja a kvadratikus közelítés feltevésével és az állomástávolságok egyenlőségének feltételezésével számított Y és M értékek eloszlását. Az adatok szórása még kisebb, mint az előzőekben, s a számított sűrűség 2,02.

Világos, hogy a most vázolt mindkét módszer rendkívül egyszerű. A sűrűség meghatározásánál a szóbanforgó terület minden észlelését fel lehet használni. A kiegyenlítésnél az Y és M értékeket szétválaszthatjuk magassági intervallumokra, tehát lehetőség nyílik a helyes sűrűséget, mint a magasság függvényét is meghatározni.



4. ábra

Nagyobb szintkülönbségek esetén valóban szükséges lehet a magasság sűrűségtől való függésének meghatározása, mert állandó sűrűsre való redukálás esetleg látszólagos anomáliákhoz vezet (5).

I R O D A L O M

1. L. I. NETTLETON: Determination of density for reduction of gravimeter observations. Geophysics. Vol. 4. pp. 176—183. (1939)
2. K. JUNG: Über die Bestimmung der Bodendichte aus Schweremessungen. Beiträge z. ang. Geophysik. Bd. 10. pp. 156—164. (1943.)
3. EGYED L.: Átlagsűrűségmeghatározás gravitációs módszerekkel. Bányászati és Kohászati Lapok. (1949).
4. FACSINAY LÁSZLÓ szóbeli közlése.
5. SCHEFFER V.: Hegyes vidékeken végzett graviméteres mérések magassági korrekcióiról. Földtani Közöny, LXXVII. kötet. pp. 12—16. (1948).

Я. ГАЛЬФИ И Л. ШТЕГЕНА:

ОТРАЖЕНИЯ ИЗ БОЛЬШИХ ГЛУБИН, ПОЛУЧЕННЫЕ В РАЙОНЕ СЕЛА ХАЙДУСОБОСЛО.

Для разведки глубинных структур авторами были выполнены на Венгерской Большой Низменности близ с. Хайдусобосло (20 км. к югозападу от г. Дебрецен) измерения отраженных волн, взрывая 437 кг. динамита, заряженного в скважине на глубине 42 м. На приложенной сейсмограмме (сейсмограмма снята сейсмической станцией, изготовленной Будапештским Законом. Геофизических Измерительных Приборов) видно, что после вступления отражения от фундамента (с временем вступления в 1,2 сек.) пскazujeвается интенсивное вступление только у времени 8,6 сек. Пользуясь европейской средней величиной скорости распространения отраженных волн (5,8 км/сек.) и принимая во внимание поправку за поверхность, получилась для глубины отражающего горизонта величина в 22,7 км.

J. GÁLFI, L. STEGENA:

DEEP-REFLECTIONS IN THE REGION OF HAJDÚSZOBOSZLÓ

In order to investigate deep structure in the Great Hungarian Plain, authors carried out reflection measurements in the vicinity of Hajdusoboszló (20 km far of Debrecen) by means of exploding 437 kg of dynamite in a hole of 42 m depth. According to the seismogram attached (made with the equipment of the Geofizikai Mérőműszerek Gyára — Factory for Geophysical Instruments of Budapest) an intensive arrival appears but 8,6 sec after the base rock reflection appearing at 1,2 sec. In using a European mean velocity of 5,8 km/sec, regarding even the surface correction, the result of the depth of reflection of the boundary surface was 22,7 km.

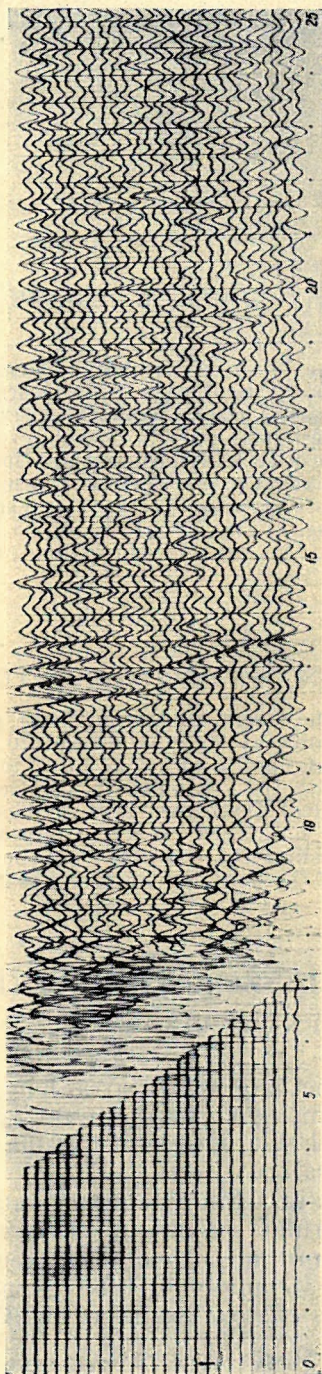
NAGYMÉLYSÉGŰ REFLEXIÓK HAJDÚSZOBOSZLÓ VIDÉKÉN

GÁLFI JÁNOS és STEGENA LAJOS

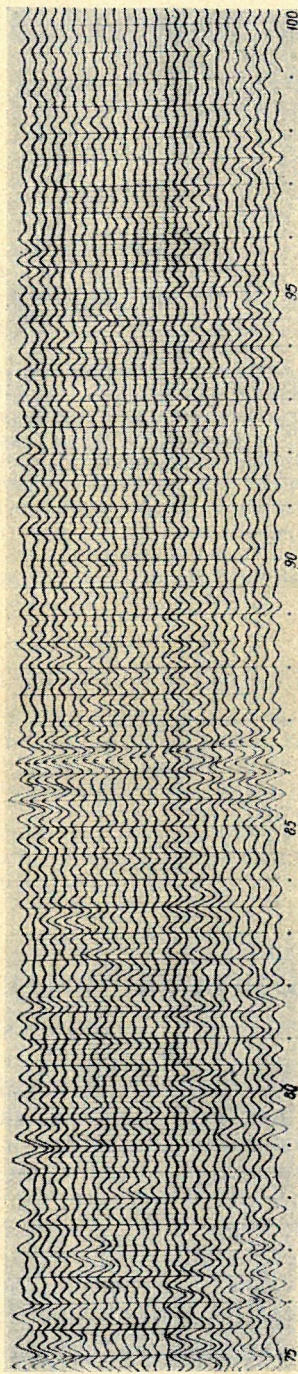
Szeizmikus kísérleti munkáink során lehetőség nyílt arra, hogy a szokottnál nagyobb mennyiségű robbanóanyagot használjunk reflexiós szeizmikus mérésekhez. Ezzel a lehetőséggel élve, kísérletet tettünk a kontinensalapzat mélységének megállapítására.

A mérést Debrecentől 20 km-re DNY-ra, Hajdúszoboszló határában hajtottuk végre 1955. május 31-én. A terület szeizmikus viszonyait régebbi méréseinkből ismerjük. A triasz korú mészkő alaphegységet kb. 1,3 km vastagságú harmadkori üledék fedi, amelyből több gyenge reflexió érkezik. A terület egyetlen jellegzetes erős reflexiója az alapkőzetről

A kézirat 1955. június 23-án érkezett be.



1. ábra



2. ábra

visszaérkező reflexió, kb. 1,2 sec-nál. A felszínhez közeli rétegek szeizmogeológiailag igen változatosak. Valószínűleg ennek tulajdonítható a reflexiós beérkezések fázistengelyének töredezettsége.

A felvételhez 437 kg dinamitot használtunk, amelyet egyetlen 42 m mély lyukba töltöttünk be, miután előzetesen kisebb lövésekkel tágitottuk. A mérésben három reflexiós szeizmikus felvételberendezés vett részt, valamennyi a Budapesti Geofizikai Mérőműszerek Gyárában készült. A mérést a szokásos reflexiós mérési eljárásnak megfelelően hajtottuk végre úgy, amint ez néhány külföldi mérésnél is történt. (1), (2), (3). A teljes terítés 1800 m hosszú volt 25 m-es szeizmométerközzel. A robbantólyuk a terítés $1/3$ -ában volt.

Már az előzetes felvételekből megállapítottuk, hogy a szeizmométerek igen különböző szeizmikus tulajdonságokkal rendelkező helyekre kerültek, így rajzunkban is jelentős eltérés mutatkozik.

A három mérőberendezés egyikének felvételeit műszaki okok miatt nem használhattuk. A másik kettőben reflexiós beérkezések mutatkoznak 7,5 sec és 9,0 sec között. Kiválik a legújabb SZ. M. 26-53 típusú berendezés felvétele. Ezt másolatban közöljük.

Jól látható az 1,2 sec-nál jelentkező alapkőzet-reflexió. Bár ez a beérkezés éles és erős, reverberáció nem mutatkozik. Így eleve eszik az a lehetőség, hogy a későbbi mélységi reflexiók reverberációk lennének. Az alapkőzetreflexió fázistengelye két törést is mutat: a 13–14. és a 19–20. csatorna körül. E töréseket, mint említettük, valószínűleg felszínhez közeli hatók okozzák.

A mélységi reflexiók közül a 8,6 sec-nál jelentkező válik ki nagy intenzitásával. Átlagsebesség-meghatározásra a reflexió nem alkalmas, egyrészt mert az 575 m hosszúságú terítés túlságosan rövid, másrészt mert ugyanazok a felszíni eredetű törések mutatkoznak a fázistengelyben, mint az alapkőzet-reflexiónál.

A reflektáló felület mélységének közelítő megállapítására az Európában több helyütt mért, eléggé egyező sebességadatokat használtunk (4). Előző méréseinkben a mérés helyén 1,3 km vastag harmadkori összletre 2,2 km/sec átlagsebesség adódott. Ez alatt egységesen 5,8 km/sec sebességet vettünk fel. Régebbi méréseink szerint a triász mészkő alaphegységben a sebesség 5,1 km/sec. Mivel ez az érték közel áll a gránitgábró rétegek sebességéhez, és a mészkő vastagsága csak néhány száz m-re tehető, nem tartottuk szükségesnek, hogy a mészkő összletet külön vegyük figyelembe.

A fentiek szerint a 8,6 sec-nál jelentkező reflexió egy 22,7 km mélységben lévő határfelületről származik. Más jellegzetes reflexiót nem találtunk. Így felvételünk nem mutatja azt a kettősséget, amely a Blaubeuren- és a Monolith-rengések reflexiós felvételeiben a Conrad és a Mohorovicic határok feltételezését megengedte. Tüzetes tanulmányozás 7,5 sec-nál is mutat gyenge nyomokat. E kérdés tisztázása további vizsgálataink tárgya lesz.

IRODALOM

1. ARNE JUNGER: Deep basement reflections in Big Horn Country, Montana. Geophysics, 1951. Vol. 16. p. 499.
2. H. REICH: Über reflexionsseismische Beobachtungen der Prakla... Bulletin d'Information de l'UGGI. 1953. 2. année, no. 2., p. 229.
3. GEORGE G. SHOR, JR.: Deep reflections from southern California blasts. Trans. of. American Geophysical Union. 1955. Vol. 36., no. 1., p. 133.
4. H. G. REINHARDT: Steinbruchsprengungen zur Erforschung des tieferen Untergrundes. Freiburger Forschungshefte. 1954. C. 15.

Я. ГАЛЬФИ, Ф. ГЕЛЛЕРТ И Л. СЕДЫ:
ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВОЛНЫ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗДУШНЫХ ВЗРЫВАХ.

Для изучения релятивного распределения давления, возникающего у свободно взрывающегося заряда, употребляется авторами простой метод фотографирования: на фотоснимке бризантного взрывного вещества, разорванного в темноте, освещенная поверхность является проекцией фронта волны давления или пропорциональной ему. Это установление обосновывается авторами, они сообщают условия съемки и показывают несколько характерных фотосъемок.

J. GÁLFI, F. GELLÉRT, L. SÉDY:
DEVELOPMENT OF PRESSURE WAVE BY AIR SHOOTING

Authors used a simple photographic method to study the relative distribution of pressure developing around the freely exploding explosives: on the photography made of the brisant explosive blasting in dark the illuminated surface is the projection of the front of the pressure wave, or rather proportionate with the same. This statement is justified and some characteristic pictures are shown with the indication of under what conditions the photograph was made.

NYOMÁSHULLÁM KIALAKULÁSA LÉGROBBANTÁSNÁL
GÁLFI JÁNOS, GELLERT FERENC, SÉDY LÓRÁND

A légrobbantási eljárás különféle változatainak széleskörű alkalmazása fokozottan rátereli a figyelmet a fojtás nélkül történő robbanás-kor kialakuló nyomásviszonyok tanulmányozására.

Dolgozatunkban egyszerű eljárást ajánlunk e vizsgálatra, anélkül, hogy a sűrített robbanó anyagok szabad robbanásának elméletével és gyakorlatával — amelyeket igen gazdag irodalom (l. pl. 1, 2, 3) tárgyal — részletesen foglalkoznánk. Ha a gyakorlati szeizmikus kutatás szempontjaira vagyunk figyelemmel, a robbantáskor kialakuló térbeli nyomáseloszlást kell tanulmányoznunk: célunk ugyanis közel függőlegesen lefelé irányított nyomáshullám létrehozása. Légrobbantásnál ezt az irányítottságot a robbanóanyag megfelelő alakításával érhetjük el.

A robbanások lefolyását nagysebességű regisztrálók (fényképező berendezések) segítségével szokták tanulmányozni (4). A következőkben rámutatunk, hogy a szeizmikus gyakorlatban egyszerű fényképezési eljárás is teljesen kielégítő.

Elméleti és gyakorlati megállapítás szerint nagy robbanási sebességű anyagok használata esetén a robbanás első fázisa a nyomáshullám kialakulása. Második fázis az izzó robbanási gázok kiterjedése és az ezzel

A kézirat 1955. június 23-án érkezett be.

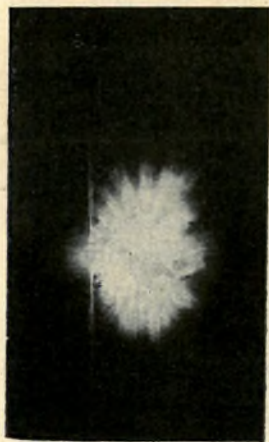
járó másodlagos nyomás (5). Az első fázisban létrejövő robbanási nyomás, rövid, lökés jellegű hullámdarab, értelmezhetjük tehát a lökeshullámok tárgyalásánál szokásos módon (6) a nyomásfrontot, mint az átmeneti zóna haladási irányba eső határfelületét. A nyomásfront a robbanási sebességhez közel eső sebességgel indul. Mindaddig, amíg a front közelében a nyomás elég magas, a nyomás hatására ionizált levegő világít (7). A második fázisban kiterjedő izzó gázok áramlási sebességét — csakúgy mint a nyomásfront terjedési sebességét — a robbanási nyomás szabja meg: ezzel arányos. Mindaddig, amíg a robbanási gázok hőleadás miatt annyira le nem hűlnek, hogy a világítás megszűnik, értelmezhetjük az izzó gázok burkolóját, mint azt a felületet, amelyen belül világító gáztömeget találunk, míg kívül nincs fénykibocsátás.

Az előzőekben értelmezett mindkét felület időtől függő nagyságú és alakú és — mint láttuk — fényjelenséggel kapcsolatos. Fényképezéssel regisztrálhatók tehát, mivel pedig a robbanási középponttól (az iniciálási helytől) a felülethez húzott rádiuszvektor hossza a ható nyomással arányos, e regisztrátum a nyomáseloszlásra felvilágosítást ad.

Különbféle fényképezési eljárásokat használhatunk. Igen egyszerű a sötétben, nyitott lencsével való fényképezés. Ebben az esetben az exponálást a robbanás végzi, tehát a felvételen kapott megvilágított folt határa

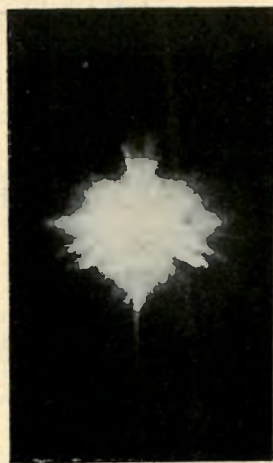
annak a frontnak, illetve burkolónak a leképezése, amelynél még éppen meg volt az ionizáláshoz szükséges nyomás, illetve amelynél még éppen megvolt az izzási hőmérséklet. Tekintettel arra, hogy a nyomásfront és a burkolófelület hasonló, ha csak a nyomáseloszlás érdekel bennünket, nem szükséges eldöntenünk, hogy a két felület közül melyiket kaptuk a felvételen.

A térbeli eloszlás tanulmányozására természetesen célszerű több, különböző irányból készített felvételt használni. Néhány felvétellel illusztráljuk a közölteket:



1. ábra

1. 30 cm hosszú, 4 cm átmérőjű dinamit I henger robbanása. A henger szimmetriatengelye az ábrán halványan látható állványra merőleges. A fényképezés is a tengelyre merőleges irányból történt. Jól látható, hogy a szimmetriatengelyre merőlegesen alakul ki a nagyobb nyomás. A nyomáseloszlás az iniciálás helyére (a henger közepe) szimmetrikus.



2. ábra

2. Az előbb említett azonos henger robbanásának felvétele más helyzetben. A henger tengelye a tartóval párhuzamos és az iniciálás a felső

végén történik. Aszimmetriát állapíthatunk meg a nyomáseloszlásban, — bár lényegileg az előzővel azonos — és megfigyelhetjük az iniciálás helyén jelentkező jet-hatást.

3. A már említettekkel azonos méretű és anyagú henger robbanásának felvétele a szimmetriatengely irányából. Látható, hogy a nyomás teljes tengelyszimmetriát mutat.



3. ábra

4. Korong alakú töltet robbanása. 20 cm átmérőjű 3 cm magas dinamit I korong, a tartóval párhuzamos tengellyel. Iniciálás a középpontban történt. A felvételt a



4. ábra



5. ábra

tengelyre merőleges irányból készítettük. Jól látható a korong szimmetriatengelyével párhuzamosan kialakuló nagyobb nyomás.

5. «Írányított» töltet robbanása. Csonkakúp felületekkel határolt üreges dinamit I töltényt használtunk, a zárt végen iniciálva. A felvételen feltűnő a nyitott végnél jelentkező erős túlnyomás.

IRODALOM

1. A. STETBACHER: Spreng- und Schiessstoffe. Zürich, 1948.
2. J. TAYLOR: Detonation in Condensed Explosives. Oxford, 1952.
3. R. H. Coole: Underwater Explosions. Princeton, 1948.
4. W. D. Chesterman: The Phot. Study of Rapid Events. Oxford, 1951.
5. L: 1, p. 25.
6. W. G. PENNEY ES H. H. M. PIKE: Shock Waves and the Propagation of Finit Pulses in Fluids. Report on Progres; in Physics. 1950, Vol. XIII. p. 47.

И. Б. ХААЗ:

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАКЛОНА И ПЛОТНОСТИ ИЛИ НАМАГНИЧИВАЕМОСТИ СЛОЯ, ИМЕЮЩЕГО ГРАВИТАЦИОННОЕ И МАГНИТНОЕ ВЛИЯНИЕ

На основе статьи, опубликованной в первом томе „Сообщений Венгерского Геофизического Института” (1), были определены автором из положения предельных величин гравитационных и магнитных аномалий размеры и местоположение бесконечного, наклонного слоя, имеющего гравитационное и магнитное влияние.

Из величин аномалий, наблюдаемых над центром структуры, также были определены автором угол наклона и разница между величинами плотности или восприимчивости слоя и окружающей его среды.

Однако из положения крайних величин аномалий можно определить и угол наклона. Автор на основе своей предыдущей статьи достиг более простых результатов. Он указывает на то, что если принимаем во внимание и характер крайних величин аномалистических функциональных зависимостей, то определение угла наклона является однозначным и можно определить и знак разницы между величинами плотности или восприимчивости слоя и окружающей его среды. Однако для определения разницы между величинами плотности или восприимчивости слоя и окружающей его среды, конечно, необходимо пользоваться и величинами аномалий. В связи с этим часто выступают трудности потому, что вообще неизвестны величины, обозначающие нулевой уровень аномалий. Автор указывает на то, что величину разницы между величинами плотности или восприимчивости слоя и окружающей его среды можно вычислять из разницы самых маленьких и самых больших величин аномалий, т. е. из амплитуд аномалий и без знания величин, обозначающих нулевой уровень аномалий.

I. B. H A A Z:

DETERMINATION OF THE DIP, DENSITY AND SUSCEPTIBILITY OF AN INFINITE INCLINED DIKE FROM ITS GRAVITY AND MAGNETIC EFFECTS

In a previous paper [1] the author treated the determination of the position, depth and width of an infinite inclined dike from the *coordinates* of its extreme gravity or magnetic effects. The dip and the anomalous density or susceptibility were expressed by the *values* of the anomalies, observed above the middle of the upper horizontal side of the dike.

L. EGYED [2] showed that also the *dip* of the dike may be determined from the *position* of the extreme gravity or magnetic effect. The present paper treats also such a determination of the dip. But both of these determinations have an ambiguity. The author shows, that taking into account the *character* of the extreme effects too, the dip may be determined without ambiguity, moreover the *sign* of the anomalous density and susceptibility may be obtained. The *values* of the anomalous density and susceptibility are given by the differences of the maximum and minimum, i. e. by the *amplitude* of the gravity and magnetic effects, respectively.

A kézirat 1955. január 28-án érkezett be.

GRAVITÁCIÓS ÉS MÁGNESES HATÁSÚ RÉTEG DŐLÉSÉNEK ÉS SŰRŰSÉGÉNEK, ILLETVE MÁGNESEZHETŐSÉGÉNEK MEGHATÁROZÁSA

HAÁZ ISTVÁN BÉLA

A Geofizikai Közlemények I. kötetében megjelent dolgozatomban [1] foglalkoztam *gravitációs és mágneses hatású (ferde) réteg* helyzetének, mélységének, méreteinek és mibenlétének meghatározásával. A tárgyalást — éppen úgy, mint korábban EGYED László [2] — az anomáliák *szélsőértékhelyeit* meghatározó igen egyszerű másodfokú egyenletekre alapítottam, de EGYEDTŐL eltérően ezek megoldása helyett a gyökök és az együtt-hatók közismert kapcsolataiból jutottam el az alakulat helyzetét és méreteit jellemző adatok meghatározásához. A réteg dőlésszögét és sűrűségének, illetve mágnesezhetőségének (szuszeptibilitásának) a homogén környezetéhez viszonyított különbségét az alakulat közepe felett észlelt *anomáliaértékekből* határoztam meg.

A *szélsőértékek helyzetén* alapuló eljárások a gyakorlatban jól beválnak, az *anomáliaértékeket* felhasználó eljárások azonban gyakran nehézségekbe ütköznek, mert az anomáliák zérusszintjét jelentő értékek általában nem ismeretesek. Az országos mérésekből számított normális értékek nem jelentik szükségképpen ezt a zérusszintet, mert a keresett alakulat hatásához ismeretlen regionális hatások is hozzájárulhatnak.

NYIKIFOROV és JUNG [3] a *réteg dőlésszögét* szintén anomáliaértékekből: az anomáliák szélsőértékeiből határozták meg, de már EGYED László [4] megmutatta, hogy a dőlésszög a szélsőértékek helyzetéből is meghatározható.

Megmutatom, hogy az én tárgyalásom is igen egyszerűen elvezet a dőlésszög ilyen jellegű meghatározásához. Idézett dolgozatomban közöltem, hogy a szélsőértékhelyeket meghatározó másodfokú egyenletek gyökeinek összegére vonatkozó tétel a következő egyenlőségekhez vezet [5]:

$$\begin{aligned} X + x &= -2m \operatorname{tg} \beta \\ Z + z &= 2m \cot \beta \end{aligned}$$

E két egyenlőség szorzása vezetett az m rétegmélység meghatározására; osztásuk természetesen a β szög meghatározását adja:

$$\operatorname{tg}^2 \beta = -\frac{X + x}{Z + z}$$

EGYED [4] az $\alpha = \pi - \beta$ szög kétszeresének \cos -át határozata meg és az én jelöléseimre átírva a következő eredményre jutott:

$$\cos 2\beta = \frac{\left(\frac{Z - z}{2}\right)^2 - \left(\frac{X - x}{2}\right)^2}{\left(\frac{Z + z}{2} - \frac{X + x}{2}\right)^2}$$

Az én eredményemből $\cos 2\beta$ a következő egyszerűbb alakban adódik:

$$\cos 2\beta = \cos^2 \beta - \sin^2 \beta = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \beta}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta} = \frac{Z + z + X + x}{Z + z - X - x}$$

Ha EGYED eredményében a számlálót és a nevezőt 4-gyel megszorozzuk és tekintetbe vesszük, hogy a szélsőértékhelyeket meghatározó egyenletek szabad tagjai közösek, tehát gyökeik szorzatai megegyezők:

$$Xx = Zz,$$

$$\text{vagyis} \quad (Z - z)^2 - (X - x)^2 = (Z + z)^2 - (X + x)^2,$$

akkor EGYED eredményéből is az én egyszerűbb eredményemhez jutunk:

$$\cos 2\beta = \frac{(Z + z)^2 - (X + x)^2}{(Z + z - X - x)^2} = \frac{Z + z + X + x}{Z + z - X - x}.$$

Meg kell azonban jegyeznünk, hogy sem $\operatorname{tg}^2 \beta$, sem $\cos 2\beta$ a β szöget *nem határozzák meg egyértelműen*: mindegyik síknegyedben van egy olyan szög, amely szög tangensének négyzete illetve kétszeresének cos-a ugyanazzal az adott számmal egyenlő. Ha ezeket a szögeket rendre $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4$ -nek nevezzük, akkor:

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \beta_1 \\ \beta_2 &= \pi - \beta_1 \\ \beta_3 &= \pi + \beta_1 \\ \beta_4 &= -\beta_1 \end{aligned}$$

$$0 < \beta_1 < \frac{\pi}{2}$$

A *gravitációs hatás* szélső érték helyeiből ilyen módon meghatározott β szög közvetlenül a réteg i hajlásszögét adja [6]:

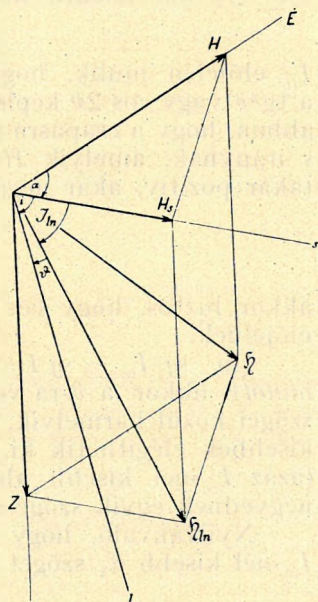
$$\beta_{grav} = i$$

Természetesen az i szög negatív vagy kihajló szög nem lehet, hanem csak I. vagy II. síknegyedbeli szög:

$$0 < i < \pi$$

Tehát a meghatározás bizonytalansága itt *kétértelműsége* redukálódik: képletünk az I. negyedben bizonyos i_1 szöget, a II. negyedben pedig az $i_2 = \pi - i_1$ szöget határoz meg:

$$\begin{aligned} i_1 &= i_1 \\ i_2 &= \pi - i_1 \end{aligned}$$



1. ábra

A *mágneses hatás* szélső értékhelyeiből ily módon adódó β szög nem az i hajlásszöget, hanem azt a ϑ szöget határozza meg, amelyet a réteg l lejtésvonala és n normálisa által meghatározott $(ln) = (zs)$ függőleges síkban az l lejtésvonal a mágnesezés erősségének, illetve az ezzel egyirányú földmágneses térerősségnek e síkbeli vetületével bezár [7] (1. ábra):

$$\beta_{magn} = \vartheta = (\mathfrak{M}_{ln}, l) = (\mathfrak{S}_{ln}, l)$$

A réteg i hajlásszöge \mathfrak{S}_{ln} «inklinációjának» és ennek a ϑ -nak az összege:

$$i = I_{ln} + \vartheta$$

I_{ln} a teljes térerősség I inklinációjából a következőképpen számítható ki [8]:

$$\operatorname{tg} I_{ln} = \frac{Z}{H_s} = \frac{Z}{H \cos \alpha} = \frac{\operatorname{tg} I}{\cos \alpha},$$

ahol az $\alpha = (H, s)$ szög a réteg csapására merőleges s irány mágneses azimutját jelenti.

Természetesen i -re most is érvényes, hogy:

$$0 < i < \pi.$$

Ez ϑ -ra azt jelenti, hogy:

$$-I_{ln} < \vartheta < \pi - I_{ln}.$$

I_{ln} előjelén múlik, hogy ez a kikötés ϑ -nak melyik értékét rekeszti ki a $\operatorname{tg}^2 \vartheta$ vagy $\cos 2\vartheta$ képletéből adódó négy érték közül. Ha megállapodunk abban, hogy a csapásra merőleges egyenes két iránya közül azt választjuk s iránynak, amelyik H -val hegyes vagy legfeljebb derékszöget zár be (akár pozitív, akár negatív értelemben):

$$-\frac{\pi}{2} < \alpha \leq \frac{\pi}{2},$$

akkor biztos, hogy $\cos \alpha > 0$, tehát akkor I_{ln} és I mindig megegyező előjelűek.

Ha $\operatorname{sg} I_{ln} = \operatorname{sg} I = +1$ (tehát ha a földmágneses térerősség lefelé mutat), akkor a ϑ -ra vonatkozó kettős egyenlőtlenséget az első negyed szögei közül bármelyik, a második negyed szögei közül csak a $-I_{ln}$ -nél kisebbek elégíthetik ki, de még a negyedik negyed $-I_{ln}$ -nél nagyobb (azaz I_{ln} -nél kisebb abszolútértékű) szögei is kielégíthetik; a harmadik negyednek egyik szöge sem elégítheti ki.

Nyilvánvaló, hogy ha $\operatorname{tg}^2 \vartheta$ vagy $\cos \vartheta$ képlete az első negyedben I_{ln} -nél kisebb ϑ_1 szöget határoz meg:

$$\vartheta_1 < I_{ln},$$

akkor:

$$\begin{aligned} \vartheta_2 &= \pi - \vartheta_1 > \pi - I_{ln} \\ \vartheta_4 &= -\vartheta_1 > -I_{ln}, \end{aligned}$$

tehát ekkor az első és a negyedik negyedben meghatározott ϑ_1 és ϑ_4 szög elégíti ki a ϑ -ra vonatkozó kettős egyenlőtlenséget (2. ábra).

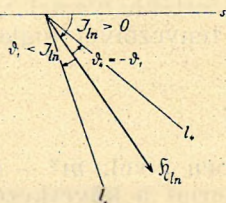
Ha pedig:

$$\vartheta_1 > I_{ln},$$

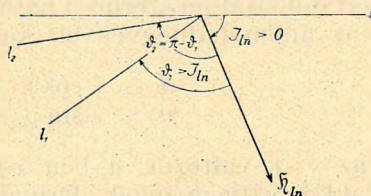
akkor:

$$\begin{aligned}\vartheta_2 &= \pi - \vartheta_1 < \pi - I_{ln} \\ \vartheta_4 &= -\vartheta_1 < -I_{ln},\end{aligned}$$

tehát ekkor ϑ_1 és ϑ_2 elégíti ki a ϑ -ra vonatkozó kettős egyenlőtlenséget (3. ábra).



2. ábra

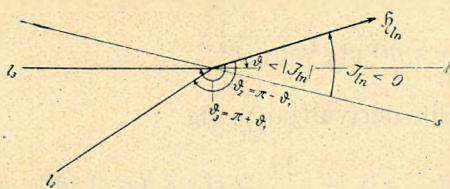


3. ábra

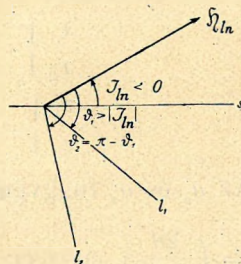
Ha viszont *sg* $I_{ln} = \text{sg } I = -1$ (tehát ha a földmágneses térerősség nem lefelé, hanem *felfelé* mutat), akkor $-I_{ln} = |I_{ln}|$, és kettős egyenlőtlenségünk így fejezhető ki:

$$|I_{ln}| < \vartheta < \pi + |I_{ln}|.$$

Ezt a kettős egyenlőtlenséget az első negyed szögei közül csak az $|I_{ln}|$ -nél nagyobbak, a második negyed szögei mind és a harmadik negyed szögei



4. ábra



5. ábra

közül a $\pi + |I_{ln}|$ -nél kisebbek elégítik ki; a negyedik negyednek egyik szöge sem elégíti ki.

Ismét nyilvánvaló, hogy ha:

$$\vartheta_1 < |I_{ln}|,$$

tehát ha ϑ_1 kettős egyenlőtlenségünket nem elégíti ki, akkor:

$$\vartheta_3 = \pi + \vartheta_1 < \pi + |I_{ln}|.$$

Tehát ekkor ϑ_2 mellett ez a ϑ_3 elégíti ki a ϑ -ra vonatkozó kettős egyenlőtlenséget (4. ábra).

Ha pedig

$$\vartheta_1 > |I_{ln}|,$$

akkor:

$$\vartheta_3 = \pi + \vartheta_1 > \pi + |I_{ln}|,$$

tehát ekkor ϑ_1 és ϑ_2 elégíti ki kettős egyenlőtlenségünket (5. ábra).

Tehát ϑ meghatározásának bizonytalansága is mindegyik tárgyalt esetben *kétértelműséget* jelent.

* *

Most megmutatom, hogy az *anomáliafüggvények második deriváltjainak vizsgálata* olyan további következtetésekre vezet, amelyek alapján i , illetve ϑ meghatározása *teljesen egyértelművé* tehető.

Idézett dolgozatom szerint a hatások szélsőértékhelyeinek vizsgálatára elegendő az anomáliafüggvények következő tényezőivel foglalkozni [9]:

$$\begin{aligned} a_s &= \lambda \cos \beta - \varphi \sin \beta \\ a_z &= \lambda \sin \beta + \varphi \cos \beta \end{aligned}$$

Ha az s - c változót a_s -ben x -szel, a_z -ben z -vel, $m^2 + d^2$ -et r^2 -tel jelöljük, akkor e függvények deriváltjai s szerint a következők [10]:

$$\begin{aligned} a_{ss} &= \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} \cos \beta (x^2 + 2m \operatorname{tg} \beta x - r^2) \\ a_{zs} &= \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} \sin \beta (z^2 - 2m \operatorname{ctg} \beta z - r^2). \end{aligned}$$

Ezek 0-helyei, vagyis az anomáliafüggvények szélsőértékhelyei rendre:

$$\begin{aligned} \left. \begin{matrix} x_1 \\ x_2 \end{matrix} \right\} &= -m \operatorname{tg} \beta \pm \sqrt{m^2 \operatorname{tg}^2 \beta + r^2} \\ \left. \begin{matrix} z_1 \\ z_2 \end{matrix} \right\} &= m \operatorname{ctg} \beta \pm \sqrt{m^2 \operatorname{ctg}^2 \beta + r^2}. \end{aligned}$$

Az a_s és a_z függvények második deriváltjai pedig:

$$\begin{aligned} a_{sss} &= \left(\frac{2d}{r_1^2 r_2^2} \right)_s \cos \beta (x^2 + 2m \operatorname{tg} \beta - r^2) + \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} 2 \cos \beta (x + m \operatorname{tg} \beta), \\ a_{zss} &= \left(\frac{2d}{r_1^2 r_2^2} \right)_s \sin \beta (z^2 - 2m \operatorname{ctg} \beta - r^2) + \frac{2d}{r_1^2 r_2^2} 2 \sin \beta (z - m \operatorname{ctg} \beta). \end{aligned}$$

Látjuk, hogy ha az első deriváltak 0-helyeit ide behelyettesítjük, akkor a jobboldali első tagok eltűnnek, a második tagok zárójelbe foglalt részei pedig a 0-helyek kifejezéseinek négyzetgyökös részeibe mennek át:

$$\begin{aligned} a_{sss} \left(\begin{matrix} x_1 \\ x_2 \end{matrix} \right) &= \frac{4d}{r_1^2 r_2^2} \cos \beta (\pm \sqrt{m^2 \operatorname{tg}^2 \beta + r^2}), \\ a_{zss} \left(\begin{matrix} z_1 \\ z_2 \end{matrix} \right) &= \frac{4d}{r_1^2 r_2^2} \sin \beta (\pm \sqrt{m^2 \operatorname{ctg}^2 \beta + r^2}). \end{aligned}$$

Szorítkozzunk azokra az x_2 , z_2 nullhelyekre, amelyek a négyzetgyök *negatív* értékéhez tartoznak, tehát a szélsőértékhelyek abszcisszái közül

mindegyik esetben a *kisebbikre* és vegyük figyelembe, hogy $\frac{4d}{r_1^2 r_2^2}$ pozitív; akkor:

$$sg \, a_{sss}(x_2) = -sg \cos \beta$$

$$sg \, a_{zss}(z_2) = -sg \sin \beta$$

Ha ezeket a függvényeket $2\sigma \sin i$ -vel megszorozzuk és β helyébe az i szöget tesszük, illetve ha $2\kappa |\mathfrak{H}_{ln}| \sin i$ -vel szorozzuk és β helyébe a ϑ szöget tesszük, továbbá figyelembe vesszük, hogy $\sin i$ és $|\mathfrak{H}_{ln}|$ pozitív, akkor a következő eredményekre jutunk:

$$sg \, U_{ssss}(x_2) = -sg \, \sigma \cdot sg \cos i$$

$$sg \, U_{zsss}(z_2) = -sg \, \sigma$$

$$sg \, \Delta \mathfrak{H}_{sss}(x_2) = -sg \, \kappa \cdot sg \cos \vartheta$$

$$sg \, \Delta \mathfrak{H}_{zss}(z_2) = -sh \, \kappa \cdot sg \sin \vartheta$$

Foglalkozunk először a *gravitációs esettel*:

$$sg \, \sigma = -sg \, U_{zsss}(z_2)$$

$$sg \cos i = sg \, U_{zsss}(z_2) \cdot sg \, U_{ssss}(x_2).$$

Az első egyenlőségből az következik, hogy *ha az U_{zs} anomália-függvény kisebbik abszcisszájú szélsőértéke maximum, akkor σ pozitív* (tehát a ható réteg sűrűsége a környezeténél nagyobb); *ha pedig e szélsőérték minimum, akkor σ negatív* (tehát a réteg sűrűsége a környezeténél kisebb).

A gravitációs anomáliából számított i szög meghatározásának az volt a bizonytalansága, hogy i az I. vagy a II. síknegyedbe tartozik-e. A $\cos i$ előjelére kapott egyenlőségünk szerint erre a kérdésre most már egyértelmű választ adhatunk:

Ha az U_{zs} és U_{ss} anomaliafüggvények kisebbik abszcisszájú szélsőértékei megegyező jellegűek (mindkettő maximum vagy mindkettő minimum), akkor $\cos i > 0$, tehát i *hegyes szög*, $i = i_1$; *ha különböző jellegűek* (az egyik maximum, a másik minimum) akkor $\cos i < 0$, tehát i *tompaszög*, $i = \pi - i_1$.

A *mágneses esetre* kapott két egyenlőség szorzása a következő eredményre vezet:

$$sg \cos \vartheta \sin \vartheta = sg \, \Delta \mathfrak{H}_{sss}(x_2) \, \Delta \mathfrak{H}_{zss}(z_2).$$

Ebből és előző fejtegetéseinkből ϑ -ra vonatkozóan a következőket állapíthatjuk meg:

Ha $\Delta \mathfrak{H}_s$ és $\Delta \mathfrak{H}_z$ kisebbik abszcisszájú szélsőértékei megegyező jellegűek (mindkettő maximum vagy mindkettő minimum) és

$$I_{ln} > 0 \text{ vagy } I_{ln} < 0 \text{ de } \vartheta_1 > |I_{ln}|,$$

$$\text{akkor } \vartheta \text{ hegyes szög: } \vartheta = \vartheta_1,$$

illetve, ha:

$$I_{ln} < 0 \text{ és } \vartheta_1 < |I_{ln}|,$$

$$\text{akkor } \vartheta \text{ kihajló szög: } \vartheta = \pi + \vartheta_1$$

Ha pedig $\Delta\mathfrak{H}_x$ és $\Delta\mathfrak{H}_z$ kisebbik abszcisszájú szélső értékei különböző jellegűek (az egyik maximum, a másik minimum) és

$$I_{ln} < 0 \text{ vagy } I_{ln} > 0, \text{ de } \vartheta_1 > I_{ln},$$

akkor ϑ tompa szög: $\vartheta = \pi - \vartheta_1$,
illetve, ha:

$$I_{ln} > 0 \text{ és } \vartheta_1 < I_{ln},$$

akkor ϑ negatív hegyes szög: $\vartheta = -\vartheta_1$.

Ezzel tehát a ϑ szöget is teljesen egyértelműen meghatároztuk.

Így most már $sg \sin \vartheta$ (vagy $sg \cos \vartheta$) ismeretében $sg\kappa$ is meghatározható:

$$sg\kappa = -sg \Delta\mathfrak{H}_{z_{sn}}(z_2) \sin \vartheta.$$

Tehát ha ϑ hegyes vagy tompa szög, azaz $\sin \vartheta > 0$, és $\Delta\mathfrak{H}_z$ kisebbik abszcisszájú szélső értéke maximum, akkor $\kappa > 0$, ha minimum, akkor $\kappa < 0$.

Ha pedig ϑ negatív hegyes szög vagy kihajló szög, azaz $\sin \vartheta < 0$, és $\Delta\mathfrak{H}_z$ kisebbik abszcisszájú szélsőértéke maximum, akkor $\kappa < 0$; ha minimum, akkor $\kappa > 0$. Ez úgy is megfogalmazható, hogy ha ϑ negatív hegyes szög vagy kihajló szög, és $\Delta\mathfrak{H}_z$ nagyobbik abszcisszájú szélsőértéke maximum, akkor $\kappa > 0$; ha minimum, akkor $\kappa < 0$.

* *

Eszerint a ható réteg dőlését meghatározó i szög és sűrűségének, illetve mágnesezhetőségének előjele is az EÖTVÖS-ingával mérhető gravitációs anomáliák, illetve a földmágneses térerősség függőleges és vízszintes vetületében jelentkező anomáliák szélsőértékhelyeiből és szélsőértékeik jellegéből teljesen egyértelműen meghatározhatók.

Tehát a ható réteg helyzetének, mélységének, szélességének és dőlésének, valamint sűrűsége és mágnesezhetősége előjelének meghatározásához az EÖTVÖS-féle gravitációs, illetve a mágneses anomáliák szélsőértékeinek csak a helyzetét és jellegét kell ismerni, maguknak a szélsőértékeknek, sőt egyáltalán az anomáliák értékeinek ismeretére nincsen szükség. A szükséges számítások is igen egyszerűek, különleges táblázatok, grafikonok vagy diagramok alkalmazása nem szükséges.

Mindez azért is figyelemreméltó, mert ha az anomáliák kiszámítása során alkalmazandó javítások változása a szelvény mentén eléggé fokozatos, akkor a kiszámított anomáliák szélsőértékhelyei a mért értékek szélsőértékhelyeivel (eléggé) megegyeznek, tehát a ható réteg helyzetét, mélységét, szélességét, dőlését és sűrűségének illetve mágnesezhetőségének előjelét a mért értékek szélsőértékeinek helyzetéből és jellegéből elég egyszerűen meghatározhatjuk, akár mérés közben a terepen is.

A ható mibenlétét jellemző sűrűség illetve mágnesezhetőség értékének kiszámítására azonban természetesen már az anomáliák értékeit is fel kell használnunk, mert hiszen az anomáliák értékei a σ sűrűség illetve a κ mágnesezhetőség értékeivel arányosak. Itt tehát már figyelembe kell

vennünk azt a bevezetésben említett körülményt, hogy az *anomáliák 0-szintjei* általában nem ismeretesek: a mért anomáliák értékei a képleteinkből számított értékektől valamilyen *regionális hatással* különbözhetnek. Ha ez a regionális hatás ismeretes, akkor természetesen eljárásunk alkalmazása előtt a mért anomáliákból ezt a regionális hatást le kell vonni. Ha nem ismeretes, de feltételezhető, hogy a mérés vonala mentén állandó, akkor ez a regionális hatás az eddig tárgyaltak alkalmazását egyáltalán nem érinti, a sűrűség, illetve a mágnesezhetőség értékének kiszámításában pedig a most következő tárgyalás szerint küszöbölhető ki.

Egyszerűség kedvéért előbb a *sűrűség* kiszámítását tárgyaljuk. Az U_{ss} és U_{zs} anomáliákban jelentkező regionális hatásokat R_{ss} és R_{zs} -sel jelölve, U_{ss} és U_{zs} a következő teljesebb alakban fejezhetők ki:

$$\begin{aligned} U_{ss} &= 2f \sigma \sin i (\lambda \cos i - \varphi \sin i) + R_{ss}, \\ U_{zs} &= 2f \sigma \sin i (\lambda \sin i + \varphi \cos i) + R_{zs}. \end{aligned}$$

Alkalmazzuk ezeket U_{ss} és U_{zs} maximum- illetve minimumhelyeire, amelyeket előző közleményemben a X , x és Z , z betűkkel jelöltem:

$$\begin{aligned} U_{ss}(X) &= 2f \sigma \sin i (\lambda_X \cos i - \varphi_X \sin i) + R_{ss}(X), \\ U_{ss}(x) &= 2f \sigma \sin i (\lambda_x \cos i - \varphi_x \sin i) + R_{ss}(x), \\ U_{zs}(Z) &= 2f \sigma \sin i (\lambda_Z \sin i + \varphi_Z \cos i) + R_{zs}(Z), \\ U_{zs}(z) &= 2f \sigma \sin i (\lambda_z \sin i + \varphi_z \cos i) + R_{zs}(z). \end{aligned}$$

Ha a regionális hatások állandók, vagy legalább is $R_{ss}(X) = R_{ss}(x)$ és $R_{zs}(Z) = R_{zs}(z)$, akkor innen:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{2f \sin i} \frac{U_{ss}(X) - U_{ss}(x)}{(\lambda_X - \lambda_x) \cos i - (\varphi_X - \varphi_x) \sin i}, \\ \sigma &= \frac{1}{2f \sin i} \frac{U_{zs}(Z) - U_{zs}(z)}{(\lambda_Z - \lambda_z) \sin i + (\varphi_Z - \varphi_z) \cos i}. \end{aligned}$$

Tehát a *ható sűrűsége* az ismeretlen, de állandónak feltételezhető hozzájáruló hatásoktól függetlenül az U_{ss} és U_{zs} *anomáliák* maximális és minimális értékeinek különbségéből ún. *amplitúdóiból* számítható ki. A két meghatározás eredményének megegyezése az eljárás alkalmazhatóságát igazolhatja. (Természetesen σ értéke itt az *előjelével együtt* adódik, s az előjelnek meg kell egyeznie σ előbb kapott előjelével.)

Mielőtt a ható mágnesezhetőségének kiszámítását tárgyalnók, előbb a *mágneses hatás*:

$$\begin{aligned} \Delta \mathfrak{H}_x &= 2\kappa \sin i |\mathfrak{H}_{in}| (\lambda \cos \vartheta - \varphi \sin \vartheta) \\ \Delta \mathfrak{H}_z &= 2\kappa \sin i |\mathfrak{H}_{in}| (\lambda \sin \vartheta + \varphi \cos \vartheta) \end{aligned}$$

kifejezéseit [11] még kissé átalakítjuk. Láttuk, hogy:

$$i = I_{in} + \vartheta$$

tehát

$$\sin i = \sin I_{in} \cos \vartheta + \cos I_{in} \sin \vartheta.$$

Ha figyelembe vesszük, hogy \mathfrak{H}_{ln} függőleges vetülete megegyezik a teljes \mathfrak{H} térerősség függőleges vetületével V -vel, vízszintes vetülete pedig a teljes térerősség vízszintes vetületének H -nak s irányú vetülete:

$$\begin{aligned} |\mathfrak{H}_{ln}| \sin I_{ln} &= V \\ |\mathfrak{H}_{ln}| \cos I_{ln} &= H_s = H \cos \alpha, \end{aligned}$$

akkor:

$$|\mathfrak{H}_{ln}| \sin i = V \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta.$$

Tehát:

$$\Delta \mathfrak{H}_s = 2\kappa (V \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) (\lambda \cos \vartheta - \varphi \sin \vartheta)$$

$$\Delta \mathfrak{H}_z = 2\kappa (V \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) (\lambda \sin \vartheta + \varphi \cos \vartheta).$$

Látjuk, hogy rétegünk mágneses hatása a réteg i hajlásszögétől független, csak ϑ -tól, a réteg lejtőjének a térerősség \mathfrak{H}_{ln} vetületével bezárt szögétől függ. Az oldalirányban és lefelé végtelen kiterjedésű réteg mágneses hatásának ezt a tulajdonságát már RÖSSIGER is megállapította [12].

Most még rövidítésül vezessük be a következő jelöléseket:

$$2(V \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) \cos \vartheta = c_\vartheta, \quad \kappa c_\vartheta = C_\vartheta,$$

$$2(V \cos \vartheta + H_s \sin \vartheta) \sin \vartheta = s_\vartheta, \quad \kappa s_\vartheta = S_\vartheta.$$

Nyilván:

$$\frac{s_\vartheta}{c_\vartheta} = \frac{S_\vartheta}{C_\vartheta} = \operatorname{tg} \vartheta$$

és e jelölésekkel:

$$\Delta \mathfrak{H}_s = \kappa (c_\vartheta \lambda - s_\vartheta \varphi) = C_\vartheta \lambda - S_\vartheta \varphi$$

$$\Delta \mathfrak{H}_z = \kappa (s_\vartheta \lambda + c_\vartheta \varphi) = S_\vartheta \lambda + C_\vartheta \varphi.$$

Az így kifejezett $\Delta \mathfrak{H}_s$ a réteg mágneses hatásának vízszintes, $\Delta \mathfrak{H}_z$ pedig a függőleges vetületét jelenti.

A vertikális magnetométerekkel (a normális változás és egyéb javítások figyelembevétel után) éppen $\Delta \mathfrak{H}_z$, a hatás függőleges vetülete mérhető, és ez egyúttal a földmágneses tér függőleges vetületének e hatás okozta megváltozását is jelenti. Jelöljük ezt ezentúl ΔV -vel.

A horizontális magnetométerekkel azonban nem $\Delta \mathfrak{H}_s$, hanem $\Delta \mathfrak{H}_z$ -nek az eredő H vízszintes térerősség irányába eső vetülete mérhető. Ezt a vetületet jelölve ΔH -val, első közleményem 13. számú megjegyzése szerint [13]:

$$\Delta H = \Delta \mathfrak{H}_z \cos \alpha.$$

Eszerint ΔH a rétegdőlés irányának azimutjától, α -tól is függ. Az előzőekben és nevezetesen a szélsőérték helyek meghatározásában az azimuttól független $\Delta \mathfrak{H}_z$ vizsgálatára szorítkoztunk és ezt megtehettük, mert ΔH a $\Delta \mathfrak{H}_z$ -nek és az abszcisszától független $\cos \alpha$ -nak a szorzata, tehát az abszcissa szerint képzett deriváltjaik 0-helyei, vagyis a szélsőérték-helyeik megegyeznek egymással. A második deriváltak előjelének vizsgálatában is

megtarthatjuk $\Delta\mathfrak{H}_s$ második deriváltjából nyert eredményeinket, mert megállapodtunk abban, hogy a dőlés irányának azimutját mindig (pozitív vagy negatív) hegyesszöggel adjuk meg, tehát $\cos \alpha$ mindig pozitív, azaz $\Delta\mathfrak{H}_s$ és $\Delta H = \Delta\mathfrak{H}_s \cdot \cos \alpha$ második deriváltjai megegyező előjelűek. (Lehetne úgy is megállapodni, hogy a dőlésnek azt az irányát tekintjük pozitívnak, amely irányban a réteg lefelé lejt. Ez esetben i mindig pozitív hegyes szög lenne és az α azimut a négy síknegyed bármelyikének szöge lehetne. Ez a megállapodás azonban csak akkor követhető, ha adott, tehát ismert vagy felvett réteg hatásának kiszámítását tárgyaljuk. A fordított feladat esetében, tehát ha a mért hatásból kell a ható rétegre következtetnünk, erről nem lehet szó, mert a feladat egyik része éppen annak meghatározása, hogy a réteg a dőlés két iránya közül melyik irányba lejt. Láttuk, hogy erre milyen szép kritériumokat sikerült megállapítanunk. Maga a *dőlésirány*, illetve a rá merőleges *csapásirány* hálózatosan, vagy legalább több vonal mentén végzett méréssel meghatározható, vagy más geofizikai vagy földtani kutatás eredményéből átvehető.)

Ha most végül a *ható réteg mágnesezhetőségének* értékét kívánjuk kiszámítani, akkor már nem tekinthetünk el a $\cos \alpha$ tényezőtől. Ekkor tehát:

$$\Delta H = \kappa (c_\theta \lambda - s_\theta \varphi) \cos \alpha$$

$$\Delta V = \kappa (s_\theta \lambda + c_\theta \varphi).$$

Ha ezekhez hozzá is járulnak valamilyen regionális hatások, de ezek állandók vagy legalább is az illető anomália szélsőértékhelyein megegyező értékűek, akkor innen σ kiszámításához hasonlóan:

$$\kappa = \frac{\Delta H(X) - \Delta H(x)}{c_\theta (\lambda_X - \lambda_x) - s_\theta (\varphi_X - \varphi_x)} \sec \alpha,$$

$$\kappa = \frac{\Delta V(Z) - \Delta V(z)}{s_\theta (\lambda_Z - \lambda_z) + c_\theta (\varphi_Z - \varphi_z)}.$$

Tehát a *ható mágnesezhetősége* is az ismeretlen, de állandónak feltételezhető hozzájáruló hatásoktól függetlenül, a ΔH és ΔH anomáliák amplitudójából számítható ki. A két meghatározás eredményének megegyezése most is az eljárás alkalmazhatóságát igazolhatja. (Természetesen κ is az előjelével együtt adódik és ennek az előjelnek meg kell egyeznie κ előbb kapott előjelével.)

* * *

A gravitációs és mágneses hatású réteg meghatározására vonatkozó vizsgálatunk még mindig nem elég teljes. Hátra van még olyan elfajult esetek megvizsgálása, amelyek akkor állanak elő, ha:

$$i = \frac{\pi}{2},$$

illetve ha:

$$\vartheta = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, -I_{in}; \quad I_{in} = 0, \frac{\pi}{2}.$$

Ezeknek az elfajult eseteknek a vizsgálatával szintén foglalkozom és majd e vizsgálatok eredményeit is közölni szándékozom.

IRODALOM

- [1]. Gravitációs és mágneses hatású ferde réteg helyzetének, méreteinek és mibenlétének meghatározása. Geofiz. Közlemények I. kötet (1952), 5. szám.
- [2]. EGYED LÁSZLÓ, Felszínalatti táblás előfordulások adatainak meghatározása gravitációs és mágneses mérések alapján. Bányászati és Kohászati Lapok, 1944. évi 8. sz.
- [3]. KARL JUNG, Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgrösse. Zeitschrift f. Geophysik, Jahrg. 3. (1927), Heft 6. S. 277. (7)
- [4]. Id. mű 6. képlet.
- [5]. Id. dolgozatomban 6. old. (Geof. Közl. I. köt. 46. old.)
- [6]., [7]. U. ott, 5. old. (Geof. Közl. I. köt. 45. old.)
- [8]. V. ö. u. ott, 7. old. (Geof. Közl. I. köt. 47. old.)
- [9]. U. ott, 5. old. (Geof. Közl. I. köt. 45. old.)
- [10]. U. ott, 6. old. (Geof. Közl. I. köt. 46. old.)
- [11]. U. ott, 5. old. (Geof. Közl. I. köt. 45. old.)
- [12]. H. REICH—R. ZWERTGER, Taschenbuch d. angewandten Geophysik, Leipzig, 1943. E. Magnetische Messungen, Von M. RÖSSIGER. V. Auswertung von beob. Störungskurven. — 7. Schichten (Platten) seitlich und nach unten unbegrenzt. S. 309.
- [13]. Id. dolgozatomban, 9—10. old. (Geof. Közl. I. köt. 49—50. old.)

Д. КИЛЬЦЕР:

ВОЗМОЖНОСТЬ ВЫДЕЛЕНИЯ ПРОЙДЕННОГО ПРЕЛОМЛЕННЫМИ ВОЛНАМИ И ИНВЕРТНОГО СЛОЯ ПРИ ПОМОЩИ ИЗМЕРЕНИЙ ПРЕЛОМЛЕННЫХ ВОЛН.

Данные (наклон, характерная скорость) пройденного преломленными волнами и инвертного слоя с несогласным залеганием можно определить, если известны данные о наклонах и характерных скоростях слоев, залегающих над и под выделяемым слоем.

G. Y. KILCZER:

POSSIBILITY OF THE DETECTION OF SHOT AND INVERSE STRATA BY MEANS OF SEISMIC REFRACTION MEASUREMENT

Data of discordant strata shot through and inverse (slope, characteristic velocity) may be determined when knowing the slope and characteristic velocity of the stratum below and above.

ÁTLÓTT ÉS INVERZ RÉTEG KIMUTATÁSÁNAK LEHETŐSÉGE SZEIZMIKUS REFRAKCIÓS MÉRÉSEL

KILCZER GYULA

I. Legyen a felszíntől lefelé egymásra következő három közetrétegben a robbantási hullám terjedési sebessége v_1 , v , v_2 . Normális sebességeloszlás esetében $v_1 < v < v_2$. Bizonyos rétegvastagságoknál és sebességértékeknél előfordulhat, hogy a (v_1/v) határfelületről nem kapunk első beérkezéseket a szelvény két végén levő robbantópontok egyikéből sem; a (v/v_2) határfelületnek megfelelő töréspont a sebességsdiagramon előbb jelentkezik, mint a (v_1/v) -nek megfelelő; más szóval a v sebesség egyáltalában nem mutatkozik. Ez az «átlövés» jelensége [1] [2] [3]. Ha a (v_1/v) és (v/v_2) határfelület egymással párhuzamos, akkor a v_2 és v_1 látszólagos sebességértékek csakis v_2 -től és a határfelületek közös γ dőlésszögétől függenek, a v jellemzésű réteget — az átlótt réteget — szeizmikus refrakciós méréssel nem lehet kimutatni.

Más a helyzet, ha a szóban levő két határfelület nem párhuzamos. E dolgozat célja a gyakorlatban előfordult eset alapján kimutatni, hogy ilyenkor az átlótt réteg dőlése és jellemző sebességértéke bizonyos esetben meghatározható, bár a sebességsdiagramon semmi közvetlen jele nincs.

A kézirat 1955. február 22-én érkezett be.

Számításainkat a szokásos egyszerűsítő feltételekkel (a szelvény síkjára merőleges, sík terepfelszín és ugyanilyen sík határfelületek, homogen-izotróp rétegek, a geometriai optika törvényeinek érvényessége a szeizmikus hullámokra) végezzük.

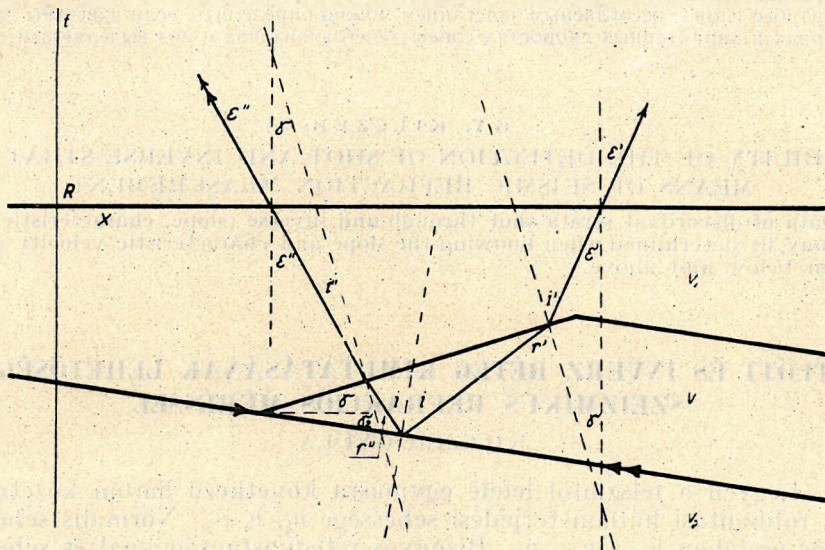
Az 1. rajz jelöléseit használva felírhatjuk a következő összefüggéseket:

$$i' = \varepsilon' + \gamma, \quad (1)$$

$$(90^\circ + r') = (90^\circ + i) + (\gamma - \gamma_2), \text{ ebből}$$

$$r' = i + (\gamma - \gamma_2),$$

i a (v/v_2) határfelülethez tartozó kritikus szög (a teljes visszaverődés határszöge), γ az ismeretlen dőlésszög, γ_2 a (v/v_2) határfelület dőlés-



1. ábra

szöge; a rajzon az R' robbantópont (x, t) koordináta-rendszerében negatív előjelű, de az összefüggés természetesen akkor is érvényes, ha $\gamma_2 > 0$. (1) és (2) a háromszög külső szögének tulajdonságából következik.

Snellius törvénye szerint

$$\frac{v_1}{v} = \frac{\sin(\varepsilon' + \gamma)}{\sin[i + (\gamma - \gamma_2)]} \quad \text{és} \quad \frac{v}{v_2} = \sin i. \quad (3) \quad (4)$$

(3) és (4) szorzata

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin i (\sin \varepsilon' \cos \gamma + \cos \varepsilon' \sin \gamma)}{\sin i \cos(\gamma - \gamma_2) + \cos i \sin(\gamma - \gamma_2)}.$$

A jobboldali tört számlálóját és nevezőjét $\sin i$ -vel elosztva, ctg $i = C$ rövid jelöléssel

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \varepsilon' \cos \gamma + \cos \varepsilon' \sin \gamma}{\cos (\gamma - \gamma_2) + C \sin (\gamma - \gamma_2)}. \quad (5)$$

Hasonló módon

$$i'' = \varepsilon'' - \gamma \quad (1')$$

$$r'' = i - (\gamma - \gamma_2), \text{ mert } (90 + i) = (90 + r'') + (\gamma - \gamma_2); \quad (2')$$

$$\frac{v_1}{v} = \frac{\sin (\varepsilon'' - \gamma)}{\sin [i - (\gamma - \gamma_2)]} \quad \text{és} \quad \frac{v}{v_2} = \sin i. \quad (3') \quad (4')$$

Végül

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\sin \varepsilon'' \cos \gamma - \cos \varepsilon'' \sin \gamma}{\cos (\gamma - \gamma_2) - C \sin (\gamma - \gamma_2)}. \quad (5')$$

(5)-ből

$$\begin{aligned} v_1 \cos \gamma \cos \gamma_2 + v_1 \sin \gamma \sin \gamma_2 + C v \sin \gamma \cos \gamma_2 - C v_1 \cos \gamma \sin \gamma_2 = \\ = v_2 \sin \varepsilon' \cos \gamma + v_2 \cos \varepsilon' \sin \gamma. \end{aligned}$$

Rendezve

$$\begin{aligned} \sin \gamma (v_1 \sin \gamma_2 + C v_1 \cos \gamma_2 - v_2 \cos \varepsilon') = \\ = \cos \gamma (-v_1 \cos \gamma_2 + C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon'). \end{aligned} \quad (6)$$

Hasonlóképpen (5')-ből

$$\begin{aligned} \sin \gamma (v_1 \sin \gamma_2 - C v_1 \cos \gamma_2 + v_2 \cos \varepsilon'') = \\ = \cos \gamma (-v_1 \cos \gamma_2 - C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon''). \end{aligned} \quad (6')$$

(6) és (6') hányadosa

$$\frac{v_1 \sin \gamma_2 + C v_1 \cos \gamma_2 - v_2 \cos \varepsilon'}{v_1 \sin \gamma_2 - C v_1 \cos \gamma_2 + v_2 \cos \varepsilon''} = \frac{-v_1 \cos \gamma_2 + C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon'}{-v_1 \cos \gamma_2 - C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon''}.$$

Ebből az egyenletből

$$C = \frac{-v_1 v_2 [\cos (\varepsilon' + \gamma_2) + \cos (\varepsilon'' - \gamma_2)] + v_2^2 \sin (\varepsilon' + \varepsilon'')}{v_1 v_2 [\sin (\varepsilon' + \gamma_2) + \sin (\varepsilon'' - \gamma_2)] - 2v_1^2}.$$

Másrészt (6)-ból és (6')-ből $\operatorname{tg} \gamma = T$ rövid jelöléssel

$$\begin{aligned} T v_1 \sin \gamma_2 + T C v_1 \cos \gamma_2 - T v_2 \cos \varepsilon' = \\ = -v_1 \cos \gamma_2 + \gamma_2 + C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon' \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} T v_1 \sin \gamma_2 - T C v_1 \cos \gamma_2 + T v_2 \cos \varepsilon'' = \\ = -v_1 \cos \gamma_2 - C v_1 \sin \gamma_2 + v_2 \sin \varepsilon''. \end{aligned} \quad (7')$$

(7) és (7') összege

$$2Tv_1 \sin \gamma_2 - Tv_2 (\cos \varepsilon' - \cos \varepsilon'') \\ = -2v_1 \cos \gamma_2 + v_2 (\sin \varepsilon' + \sin \varepsilon'').$$

Ebből az egyenletből

$$T = \frac{v_2 (\sin \varepsilon' + \sin \varepsilon'') - 2v_1 \cos \gamma_2}{-v_2 (\cos \varepsilon' - \cos \varepsilon'') + 2v_1 \sin \gamma_2}$$

A numerikus számítás megkönnyítésére C és T kifejezéseit ismeretes goniometriaival összefüggések felhasználásával átalakítva:

$$C = \frac{-\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \cos\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right) \cos\left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma_2\right) + \sin\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right) \cos\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right)}{\left(\frac{v_1}{v_2}\right) \sin\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right) \cos\left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma_2\right) - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}$$

$$T = \frac{\sin\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right) \cos\left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2}\right) - \left(\frac{v_1}{v_2}\right) \cos \gamma_2}{\sin\left(\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}\right) \sin\left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2}\right) + \left(\frac{v_1}{v_2}\right) \sin \gamma_2}$$

A (v/v_2) határfelületről a v jellemzőjű rétegen áthaladó hullám emergenciaszögeit a látszólagos sebességértékekből

$$\sin \varepsilon' = \frac{v_1}{v_2'} \quad \text{és} \quad \sin \varepsilon'' = \frac{v_1}{v_2''}$$

képletekkel kiszámíthatjuk. Feltéve, hogy v_2 és γ_2 a szelvény más részéről ismeretes — a gyakorlatban ilyen eset fordult elő —, $T = \operatorname{tg} \gamma$, $C = \operatorname{ctg} i$ csupa ismert mennyiségből kiszámítható; akkor pedig az átlótt réteg ismeretlen dőlésszöge

$$\gamma = \operatorname{arc} \operatorname{tg} T$$

és az átlótt réteg ismeretlen jellemző sebessége

$$v = \frac{v_2}{1 + C^2} \quad \text{vagy} \quad v = v_2 \sin (\operatorname{arc} \operatorname{ctg} C).$$

Ha az átlótt réteg fölött több ismert réteg van, akkor ε' -ből és ε'' -ből kiindulva Snellius törvényével kiszámítjuk az egymásra következő határfelületeken az i' és i'' szögeket; az utolsó ismeretes határfelületet tekintjük a felszínnek és az utolsó i' , és i'' szöget tekintjük ε' -és ε'' -nek; természetesen akkor γ_2 -t és az így vett adatokból meghatározott γ -t az utolsó ismeretes határfelülethez (mint előbbi számításainkban a felszín síkjához) viszonyítva mérjük.

Az átlőtt réteg mélységi adatait — úgy, mint általában a többi réteget — időellenőrzéssel, grafikusán kellő pontossággal meg lehet határozni.

Példa. Egyszerűség kedvéért válasszunk kerek számértékeket:

	értékek	log	log sin	log cos
v_1	2500 msec ⁻¹	3,397940		
v_2	4600 msec ⁻¹	3,662758		
$v'_2 = v''_2$	5000 msec ⁻¹	3,698970		
$\varepsilon' = \varepsilon''$	30°		9,698970 —10	9,937531 —10
γ_2	—15°		9,412996 —10	9,984944 —10

$$T' = \frac{\sin 30^\circ \cos 0^\circ - \frac{2500}{4600} \cos 15^\circ}{\sin 30^\circ \sin 0^\circ - \frac{2500}{4600} \sin 15^\circ} = \frac{0,500000 - 0,524960}{-0,140662} =$$

$$= \frac{0,024960}{0,140662} = \operatorname{tg} \gamma \quad \gamma = 10^\circ 4'.$$

$$C = \frac{-\frac{2500}{4600} \cos 30^\circ \cos 15^\circ + \sin 30^\circ \cos 30^\circ}{\frac{2500}{4600} \sin 30^\circ \cos 15^\circ - \frac{2500}{4600}}$$

$$= \frac{-0,454629 + 0,433013}{0,262480 - 0,295370} = \frac{0,021616}{0,032890} = \operatorname{ctg} i \quad i = 56^\circ 41'$$

$$v = 3840 \text{ msec}^{-1}$$

A példából látjuk, hogy a T és C kifejezéseiben szereplő szorzatok értékét 5–6 tizedes pontossággal kell meghatározni, mert különbségekből kapjuk meg az eredményeket. Példánk arra is figyelmeztet, hogy az összetartozó látszólagos sebességek számtani középértéke vagy a

$v = \frac{2v'_2 v''_2}{v'_2 + v''_2}$ képlettel számított érték a valódi sebességnek még tájékoztató értékét sem adja meg diszkordáns településnél; ezek a közelítő számítások csak párhuzamos határfelületekre alkalmazhatók. Amint látjuk, mindkét látszólagos sebességérték nagyobb lehet a valódi sebességnél; az ilyen is egyike a sok csapdának, amelybe a szeizmikus refrakciós észlelések kiértékelője beleeshet.

II. Legyen ismét a felszíntől lefelé egymásra következő három közetrétegben a robbantási hullám sebessége v_1 , v , v_2 és most — az I. esettől eltérően — legyen $v < v_1 < v_2$. Ha a (v_1/v) és (v/v_2) határfelület egymással

párhuzamos, akkor a v_2' és v_2'' látszólagos sebességértékek csakis v_2 -től és a határfelületek közös γ dőlésszögétől függenek, a v jellemzőjű réteget — az inverz réteget — szeizmikus refrakciós méréssel általában nem tudjuk kimutatni [4] [5] [6]. Más a helyzet, ha a szóban lévő két határfelület nem párhuzamos. Ilyenkor az inverz réteg dőlése és jellemző sebessége bizonyos esetben (úgy mint az átlótt rétegé), meghatározható.

Könnyen igazolható, hogy e dolgozat I. részében felírt (1), (2), (3), (4) és (1'), (2'), (3'), (4') összefüggések most is érvényesek; mivel pedig az ezekre támaszkodó levezetés folyamán sehol sem hivatkoztunk arra, hogy $v_1 < v < v_2$, tehát a levezetéssel kapott eredményeink, a C és T kifejezések ettől függetlenek; tehát akkor is alkalmazhatjuk őket, ha $v < v_1 < v_2$. Így az inverz réteg adatait is kiszámíthatjuk, ha v_2 és γ ismereteseek. Ezt egy numerikus példán is megmutatjuk. Egyszerűség kedvéért ismét kerek értékeket választunk és a számolást mostan géppel végezzük:

	értékek	sin	cos
v_1	2500 msec ⁻¹		
v_2	4600 msec ⁻¹		
v_2'	3420 msec ⁻¹		
v_2''	6300 msec ⁻¹		
ε'	47°	0,731354	0,681998
ε''	20,4°	0,348572	0,937282
$\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}$	33,7°	0,554844	0,831954
$\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2}$	13,3°	0,230050	0,973179
$\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma_3$	3,3°	—	0,998342
γ_3	-10°	-0,173648	0,984808

$$C = \frac{-\frac{2500}{4600} \cdot 0,831954 \cdot 0,998342 + 0,554844 \cdot 0,831954}{\frac{2500}{4600} \cdot 0,554844 \cdot 0,998342 - \left(\frac{2500}{4600}\right)^2} = \frac{-0,451399 + 0,461605}{0,301046 - 0,295369} = \frac{0,010206}{0,005677} = 1,797780$$

$$i = 29^\circ 10' \quad v = 4600 \cdot 0,4874 = 2240$$

$$v = 2240 \text{ msec}^{-1} \text{ (a közelítő formulából 4430).}$$

$$T = \frac{0,554844 \cdot 0,973179 - \frac{2500}{4600} \cdot 0,984808}{0,554844 \cdot 0,230050 - \frac{2500}{4600} \cdot 0,173648} =$$

$$= \frac{0,539963 - 0,535222}{0,127642 - 0,094374} = \frac{0,004741}{0,033268} = 0,142509$$

$$\gamma = 8^\circ$$

Az átlőtt és inverz rétegekkel foglalkozó irodalomban csak vízszintes, párhuzamos rétegeket szoktak tárgyalni és megállapítják, hogy kimutat-hatatlanok [4] [5] [6]. Ez így is van, de azzal az általánosítással, hogy a rétegeknek nem kell vízszinteseknek lenniök, csak párhuzamosaknak. Ezt a megállapítást C -re és T -re adott képleteink is magukban foglalják.

Ugyanis, ha $\gamma_2 = \gamma$

$$T = \operatorname{tg} \gamma = \frac{\sin \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} \cos \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} - \frac{v_1}{v_2} \cos \gamma}{\sin \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} \sin \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \frac{v_1}{v_2} \sin \gamma}$$

Azonban $\gamma_2 = \gamma$ miatt $i' = i''$ (l. a 2. rajzot), tehát

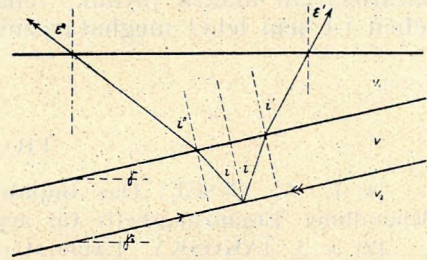
$$\varepsilon'' = i' + \gamma \quad \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} = i', \quad \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} = -\gamma$$

vagyis

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\sin i' \cos \gamma - \frac{v_1}{v_2} \cos \gamma}{-\sin i' \sin \gamma + \frac{v_1}{v_2} \sin \gamma}$$

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{\cos \gamma \left(\sin i' - \frac{v_1}{v_2} \right)}{\sin \gamma \left(\sin i' - \frac{v_1}{v_2} \right)}$$

$$\operatorname{tg}^2 \gamma = \frac{\frac{v_1}{v_2} - \sin i'}{\frac{v_1}{v_2} - \sin i'}$$



2. ábra

De $\sin i_2 = \frac{v}{v_2}$ és $\frac{\sin i'}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v}$;

egymással megszorozva

$$\sin i' = \frac{v_1}{v_2}, \text{ tehát}$$

$$\operatorname{tg}^2 \gamma = \frac{0}{0} \text{ határozatlan alakra jutunk.}$$

Hasonlóképpen, ha $\gamma_2 = \gamma$

$$C = \operatorname{ctg} i =$$

$$= \frac{-\frac{v_1}{v_2} \cos \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} \cos \left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma \right) + \sin \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} \cos \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2}}{\frac{v_1}{v_2} \sin \frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} \cos \left(\frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma \right) - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2}$$

De mivel $i' = i''$, ismét

$$\frac{\varepsilon' + \varepsilon''}{2} = i', \quad \frac{\varepsilon' - \varepsilon''}{2} + \gamma = 0$$

$$\operatorname{ctg} i = \frac{-\frac{v_1}{v_2} \cos i' + \sin i' \cos i'}{\frac{v_1}{v_2} \sin i' - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2} = \frac{\cos i' \left(\sin i' - \frac{v_1}{v_2} \right)}{\frac{v_1}{v_2} \left(\sin i' - \frac{v_1}{v_2} \right)}$$

Mivel

$$\frac{v_1}{v_2} = \sin i',$$

$$\operatorname{ctg} i = \frac{0}{0}$$

határozatlan alakra jutunk, tehát párhuzamosan települt rétegek esetében i -t sem lehet meghatározni.

I R O D A L O M

- [1] E. A. ANSEL: Das Impulsfeld der praktischen Seismik in graphischer Behandlung. Ergänzungshefte für angewandte Geophysik 1931. (p. 134.).
- [2] J. J. JAKOSKY: Exploration Geophysics 1950 (p. 765.).
- [3] L. D. LEET: Practical Seismology and Seismic Prospecting 1938. (p. 145.).
- [4] SZOROKIN—URISZON—RJABINKIN—DELICKIJ: A kőolajkutatás geofizikai módszerei. 1953. (p. 323 «középső réteg kiesése»).
- [5] L. D. LEET: Practical Seismology and Seismic Prospecting 1938. (p. 155. «shadow zone»).
- [6] L. B. SLICHTER: The Theory of the Interpretation of Seismic Travel Time Curves in Horizontal Structures 1932. Physics (pp. 273—295).

Д. КИЛБЦЕР:

ВЫРАВНИВАНИЕ ДАННЫХ ТРАНСФОРМИРОВАННЫХ
ПОСРЕДНИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ.

В статье обобщается автором метод Швердта с точки зрения того случая, когда данные трансформированных наблюдений необходимо выравнивать не линейной, а любой функцией. Этот метод употребляется автором в качестве примера для выравнивания квадратной функцией данных наблюдений, возвышенных в квадрат.

GY. KILCZER:

EQUALIZATION OF TRANSFORMED OBSERVATION DATA

Author is generalizing the procedure of Schwerdt for the case when transformed observation data are to be equalized not with a linear, but with an arbitrary function. He uses the procedure, by way of example, for the equalization of the observation data brought to a square by means of a function of the second degree.

TRANSZFORMÁLT KÖZVETÍTŐ MEGFIGYELÉSEK KIEGYENLÍTÉSE
KILCZER GYULA

Következő elméleti fejtegetéseinket a szeizmikus reflexiós mérések köréből vett példával világítjuk meg. Ezért jelöléseink nem a kiegyenlítő számításokhoz, hanem a szeizmikus gyakorlathoz igazodnak.

A reflexiós mérések feldolgozásának alapja az ismeretes:

$$\frac{t^2}{t_m^2} - \frac{(x - x_m)^2}{V^2 t_m^2} = 1 \quad (1)$$

összefüggés. Ebben t és x megmért mennyiségek, t_m , x_m és V a meghatározandó paraméterek. Minthogy ezeket a paramétereket nem tudjuk közvetlenül megfigyelni, hanem csak (1) összefüggés közvetítésével definiált t függvényüket, azért meghatározásuk módja: közvetítő megfigyelések kiegyenlítése [1]. Az (1) összefüggés:

$$t = \sqrt{ax^2 + bx + c} \quad (2)$$

alakban írható. A t megmért és a mérési hibákkal terhelt értékeit a meg-

A kézirat 1955. április 25-én érkezett be.

felelő x_k ($k = 1, 2, \dots, n$) abszcisszájú pontokban jelölje τ_k . A kiegyenlítő számítások egyszerűsítésére gyakran használt közelítéssel csak t -t terheljük meg a mérési hibákkal, a másik szintén mért mennyiséget, x -et, hibátlanak tekintjük [2]. A kiegyenlítés szempontjából lényegtelen, hogy (2)-ben a, b, c a tulajdonképpen meghatározandó mennyiségekből alkotott kifejezések; ennek csak a középhibák kiszámításánál van szerepe.

A kiegyenlítés szemléletes geometriai jelentése az, hogy az (x, t) koordinátarendszerben megadott (x_k, τ_k) pontokon át a Gauss-féle elv szerint legjobban közelítő, esetenként elméletileg megszabott görbét (három mért mennyiség esetében felületet) kell fektetni. Ilyen értelemben mondhatjuk például, hogy a reflexiós észleléseket hiperbolával egyenlítjük ki.

A közvetítő megfigyelések kiegyenlítése egyszerű, ha a mért és a meghatározandó mennyiségek (vagy ez utóbbiakból tetszés szerint alkotott kifejezések) lineárisan függenek össze egymással. Ha azonban, mint a (2) példa is mutatja, t nem lineáris függvénye a paramétereknek, akkor előbb a $t(a, b, c)$ függvény sorbafejtésével gondoskodni kell arról, hogy a normálegyenletek a paraméterekben lineárisak legyenek [3]. Ellenben azonnal elvégezhető volna a τ_k^2 ($k = 1, 2, \dots, n$) értékeknek a

$$t^2 = ax^2 + bx + c$$

parabolával történő kiegyenlítése, (t^2) -et tekintve függő változónak. Csakhogy ez az eljárás elvi szempontból kifogásolható, ha nem az észlelési adatokat, hanem azok négyzetét látja el javításokkal [4]. Megjegyzendő, hogy így is használható közelítő értéket ad. Lényegében transzformált észlelési adatokat kiegyenlítő eljárás az aszimptota módszer, a négyzetes módszer, Riznyicsenko eljárása [5] stb. is. Mindezeknek a közelítő módszereknek egyszersmind közös gyengéjük, hogy az észlelési adatoknak csak egy önkényesen kiválasztott töredékét használják fel. Valamennyi adatot felhasználja, de (t^2) -et tekintti függő változónak Haáz István Béla [6]. Tárczy–Hornoch Antal akadémikus a szeizmikus reflexiós méréssel kapott adatok magasabb elméleti szempontok szerint végzett feldolgozásának több oldalról történő megvilágítását nyújtó tanulmányában [7] megmutatja a szigorú eljárást: (34) alatt megadott javítási egyenletei a paraméterek exakt kiszámítására vezető normálegyenleteket szolgáltatják, ha t^2 -ből indulunk ki, vagyis az észlelési adatok transzformálása egyszerű négyzetreemelés. Jelen dolgozat célja olyan módszer kifejtése, amely bármilyen transzformáció esetében alkalmazható.

Arra az esetre, amidőn a transzformált észlelési adatokat lineáris függvénnyel, egyenes vonallal kell kiegyenlíteni, Fr. A. Willers: *Methoden der praktischen Analysis* (1928) c. könyvének 246. lapján található utalás szerint Schwerdt dolgozott ki eljárást. Megmutatjuk, hogy eljárása általánosítható tetszés szerinti függvényekkel végezhető kiegyenlítésre.

Legyen általában $t = t(x, a, b, c, \dots, r)$ a kiegyenlítő függvény, $t_k = t(x_k, a, b, c, \dots, r)$ és τ_k a megmért érték ($k = 1, 2, \dots, n$).

Gauss módszere szerint a kiegyenlítés feladata a kiegyenlítő függvény

a, b, c, \dots, r paramétereinek meghatározása úgy, hogy a hibanégyzetek összege:

$$M(a, b, c, \dots, r) = \sum (t_k - \tau_k)^2 \quad (3)$$

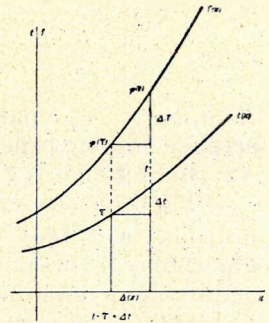
kifejezés minimum legyen. Ennek feltételei tudvalevőleg:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial a} &\equiv \sum (t_k - \tau_k) \left(\frac{\partial t}{\partial a} \right)_k = 0 \\ \frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial b} &\equiv \sum (t_k - \tau_k) \left(\frac{\partial t}{\partial b} \right)_k = 0 \\ &\vdots \\ \frac{1}{2} \frac{\partial M}{\partial r} &\equiv \sum (t_k - \tau_k) \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_k = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

A (4) egyenletrendszerből, a normálegyenletekből a, b, c, \dots, r paraméterek elvben meghatározhatók. Körülményes a meghatározás, ha a normálegyenletek a paraméterekben nem lineárisak. De tegyük fel, hogy van olyan $T = T(t)$ egyértékű, folytonos, differenciálható függvény, amely lineáris normálegyenleteket ad; ekkor $T(\tau_k)$ ($k = 1, 2, \dots, n$) lesznek a kiegyenlítendő, transzformált függvényértékek. A (4) egyenletrendszerben szereplő mennyiségeket $T(t_k)$ -val és $T(\tau_k)$ -val kell kifejezni. Ezt egyszerűen elérhetjük.

Először is $T = T(t)$ lévén:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial a} &= \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial a} \text{ -ből} & \frac{\partial t}{\partial a} &= \frac{1}{T'} \cdot \frac{\partial T}{\partial a} \\ \frac{\partial T}{\partial b} &= \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial b} \text{ -ből} & \frac{\partial t}{\partial b} &= \frac{1}{T'} \cdot \frac{\partial T}{\partial b} \\ &\vdots & & \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} \text{ -ből} & \frac{\partial t}{\partial r} &= \frac{1}{T'} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \end{aligned} \quad (5)$$



$\frac{\partial T}{\partial t} = T'$ jelölést használva.

Most még $(t_k - \tau_k)$ helyettesítése következik. Megállapodásunk szerint az x_k értékeket hibátlanoknak tekintjük; a mérési hibákkal csak a τ_k értékeket, a τ_k ordinátákat terheljük. Az x helyen a kiegyenlített, exakt t értéktől a hozzá tartozó τ észlelt érték $\Delta t = (t - \tau)$ -val különbözik. Ezt a τ ordinátát (l. a rajzot) Δx -szel eltoljuk pozitív vagy negatív irányban addig, amíg végpontja rá nem esik a t függvény képére. Ha t egyér-

tékü folytonos függvény, akkor ez okvetlenül bekövetkezik. Ugyanekkor τ transzformáltja $T(\tau)$ ugyancsak Δx -szel tolódik el és végpontja ráesik a T függvény képére. Látjuk, hogy:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{T(t) - T(\tau)}{t - \tau}.$$

Ezt egyébként minden szemlélettől függetlenül is felírhattuk volna. Innen:

$$t - \tau = \frac{T(t) - T(\tau)}{\left(\frac{\Delta T}{\Delta t}\right)}.$$

Minél sűrűbben vannak az észlelési pontok és minél pontosabb a mérés, annál jobb közelítéssel írhatjuk $\frac{\Delta T}{\Delta t}$ differenciahányados helyett a T' -t.

Ezzel a közelítéssel:

$$t - \tau = \frac{1}{T'} [T(t) - T(\tau)].$$

Ezek után a (4) egyenletrendszer a következőképpen alakul:

$$\begin{aligned} \sum \frac{T(t_k) - T(\tau_k)}{(T'_k)^2} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial a}\right)_k &= 0 \\ \sum \frac{T(t_k) - T(\tau_k)}{(T'_k)^2} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial b}\right)_k &= 0 \\ &\vdots \\ \sum \frac{T(t_k) - T(\tau_k)}{(T'_k)^2} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_k &= 0. \end{aligned} \quad (4')$$

Az a, b, c, \dots, r paramétereknek ebből az egyenletrendszerből kiszámított értékei megegyeznek a (4) egyenletrendszerből kiszámított értékekkel. Az ismeretlenek középpontjait adott esetben [8] szerint kell kiszámítani.

Alkalmazzuk ezt az általános eljárást arra a példára, amelyből kiindultunk: a τ_k ($k = 1, 2, \dots, n$) észlelési adatoknak $t = \sqrt{ax^2 + bx + c}$ hiperbolával történő kiegyenlítése helyett a τ_k^2 értékeket egyenlítsük ki aequivalens módon a $(t^2) = ax^2 + bx + c$ parabolával. Most $T = t^2$, $T' = 2t$, tehát a normálegyenletek

$$\begin{aligned} \sum \frac{t_k^3 - \tau_k^3}{t_k^2} \cdot x_k^2 &= 0 \\ \sum \frac{t_k^2 - \tau_k^2}{t_k^2} \cdot x_k &= 0 \\ \sum \frac{t_k^2 - \tau_k^2}{t_k^2} \cdot 1 &= 0. \end{aligned} \quad (4')$$

Ezek az elvi szempontból kifogástalan egyenletek szemben a l^2 -tel elvi szempontból helytelen kiegyenlítésre vezető:

$$\Sigma (t_k^2 - \tau_k^2) \cdot x_k^2 = 0$$

$$\Sigma (t_k^2 - \tau_k^2) \cdot x_k = 0$$

$$\Sigma (t_k^2 - \tau_k^2) \cdot 1 = 0$$

egyenletrendszerrel.

A gyakorlati számításnál a nevezőben t_k^2 helyett jó közelítéssel τ_k^2 -et tehetünk. Ugyanis:

$$\frac{t^2 - \tau^2}{t^2} - \frac{t^2 - \tau^2}{\tau^2} = 1 - \left(\frac{\tau}{t}\right)^2 - \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 + 1 = 2 - \left[\left(\frac{\tau}{t}\right)^2 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right].$$

Legyen $\tau = t + v$ (v pozitív és negatív előjelű, t -hez és τ -hoz viszonyítva kis szám); ekkor:

$$2 - \left[\left(\frac{\tau}{t}\right)^2 + \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] = 2 - \left[\left(1 + \frac{v}{t}\right)^2 + \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{t}\right)^2}\right].$$

Legyen $\frac{v}{t} = \delta$; ekkor folytatólag, a magasabbrendű kicsinyek elhanyagolásával:

$$2 - \left[(1 + \delta)^2 + \left(\frac{1}{1 + \delta}\right)^2\right] \approx 2 - (1 + 2\delta + 1 - 2\delta) = 0.$$

Így (4') egyenletrendszerünk:

$$\Sigma t_k^2 \left(\frac{x_k^2}{\tau_k^2}\right) = \Sigma x_k^2$$

$$\Sigma t_k^2 \left(\frac{x_k}{\tau_k^2}\right) = \Sigma x_k \quad (4''a)$$

$$\Sigma t_k^2 \left(\frac{1}{\tau_k^2}\right) = \Sigma 1.$$

Figyelembevéve, hogy $t_k^2 = ax_k^2 + bx_k + c$, végül is (Gauss jelölési módjára áttérve):

$$a \left[\frac{x^4}{\tau^2}\right] + b \left[\frac{x^3}{\tau^2}\right] + c \left[\frac{x^2}{\tau^2}\right] = [x^2]$$

$$a \left[\frac{x^3}{\tau^2}\right] + b \left[\frac{x^2}{\tau^2}\right] + c \left[\frac{x}{\tau^2}\right] = [x] \quad (4''b)$$

$$a \left[\frac{x^2}{\tau^2}\right] + b \left[\frac{x}{\tau^2}\right] + c \left[\frac{1}{\tau^2}\right] = [1]$$

egyenletrendszer adja meg az a , b , c paramétereknek pontos, a l függvény-nyel végzett kiegyenlítéssel kapott eredménnyel megegyező értékét.

Ez az egyenletrendszer csak alakjában és a mennyiségek jelölésében különbözik a [7] tanulmány (34) egyenletrendszeréből levezethető normálegyenletektől.

Meg kell jegyeznünk, hogy a sok számolást megkövetelő szigorú kiegyenlítést terepmunkában nem használhatjuk. Például a szokásos 24 csatornás műszerrel mérve egy reflexiós időgörbét 93 pontjából kellene kiegyenlíteni. Ha meggondoljuk, hogy egy robbantópontra több (mondjuk 2–3), átlagsebességmeghatározásra felhasználható időgörbe jut, beláthatjuk, hogy a szigorú módszer alkalmazása kivihetetlen. De felesleges időpazarlást is jelentene, mert a mérés pontosságát korlátozó természetes hibaforrások miatt a gyakorlati igényeket közelítő módszerek is teljesen kielégítik, ha rövid idő alatt kevés számolási munkával elvégezhetők. Ideális volna olyan eljárás, amely a szigorú kiegyenlítés eredményét adná meg kevesebb munkával, mint a legkisebb négyzetek módszere.

Tényleges észlelési adatokkal végzett meghatározás szerint:

$$\left(V = \sqrt{\frac{1}{a}}, \quad x_m = -\frac{b}{2a}, \quad t_m = \sqrt{\frac{4ac - b^2}{4a}} \right)$$

	V	x	t
τ_k értékek szigorú kiegyenlítésével:	1907 m/sec	898 m	1,0739 sec
τ_k^2 értékek közelítő kiegyenlítésével:	1945 m/sec	898 m	1,0758 sec

A kiegyenlítés 87 mérési adathból történt. A hosszadalmas számítások elvégzésében Nagy Magdolna és Elek Jánosné segítettek; fáradságukért ezen a helyen is köszönetet mondok.

I R O D A L O M

- [1] DR TÁRCZY – HORNOCH A.: A kiegyenlítő számítás, II. kiadás Sopron, 1950. (33. lap).
- [2] DR V. HAPPAH: Ausgleichsrechnung, Leipzig, 1950. (64. lap 59).
- [3] Mint [1] (70. lap).
- [4] Mint [1] (86. lap).
- [5] SZOROKIN – URISZON – RJABINKIN – DOLICKIJ: A kőolajkutatás geofizikai módszerei 1953. (344–347. lap).
- [6] HAÁZ I. B.: Mesterséges rengéshullámokat visszaverő síkfelület térbeli helyzetének és a rengések terjedésssebességének együttes meghatározása; Geofizikai Közlemények 1953. II. kötet, 6. sz. (53. lap).
- [7] DR TÁRCZY – HORNOCH A.: A mesterséges rengéshullámokat reflektáló sík meghatározásáról; A M. Tud. Akad. Közleményei 1954. VI. oszt., XII. kötet, 1–4. sz. (413. lap).
- [8] Mint [1] (15. lap II. A).

И. МЮЛЛЕР

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЛИпсоИДОВ КРАСОВСКОГО, ГЕЙФОРДА И БЕССЕЛЯ.

Распределение силы тяжести на поверхности эллипсоида вращения определяется расширенной формулой Клеро. Для определения постоянных, находящихся в формуле, служат две возможности:

- 1) определение постоянных теоретическим путем;
- 2) определение постоянных, или их части эмпирическим путем из измерений силы тяжести. В этом случае полученные в результате этих определений формулы не относятся точно к поверхности эллипсоида потому, что величины силы тяжести, служащие основой вычисления, редуцированы не на эллипсоид, а на геоид.

Теоретическим путем постоянные были определены при помощи двух методов:

- 1) предполагали, что у эллипсоида внутреннее распределение масс является однородным;
- 2) по теореме Стокса не считались с внутренним распределением масс. №

Полученные по этим трем методам результаты для эллипсоидов Красовского, Гейфорда и Бесселя были представлены нами и численно, и графически.

I. MÜLLER:

DISTRIBUTION OF GRAVITY ON THE SURFACE OF THE ELLIPSOIDS OF KRASZOVSKIJ, HAYFORD AND BESSEL

The distribution of gravity on the surface of a rotating ellipsoid is given by the extended theorem of Clairaut. There are two possibilities for the determination of the constants of the theorem:

1. determination of the constants by way of theory,
2. determination of the constants or part of them — out of gravitation measurements — by way of empiricism. In this case the resultant formulae do not strictly concern the surface of the ellipsoid, the gravitation values which are the base of the computation not being reduced to the ellipsoid, but to the geoid.

By way of theory there were two methods with which the constants got determined:

1. the ellipsoid was supposed to have a homogeneous internal mass-distribution,
2. according to Stokes's theorem, author did not take account of the internal distribution of the mass.

The results obtained with the three methods are numerically and graphically given in connection with the ellipsoids of Kraszovszkij, Hayford and Bessel.

A kézirat 1955. február 21-én érkezett be.

A NEHÉZSÉGI ERŐ ELOSZLÁSA A KRASZOVKIJ —, HAYFORD- ÉS A BESSEL-ELLIPSZOID FELÜLETÉN

MÜLLER IVÁN

1. Stokes tétele

«Ha adva van egy égitest nehézségi potenciáljának egy külső zárt nivó-felülete, továbbá ismeretes az égitest tömege és forgásának szögsebessége, akkor a nehézségi erő potenciálfüggvénye és annak első differenciálhányadosai mind az adott felület, mind az azon kívül eső tér minden pontjában egyértelműleg meghatározhatók.» [1]. (A továbbiakban a rövidség kedvéért a nehézségi erő potenciáljának nivófelületét szintfelületnek fogjuk nevezni.)

Ezt a tételt, amely lehetővé teszi, hogy a Föld alakját belső szerkezetére vonatkozó feltevések nélkül gravimetriai úton határozhassuk meg, Stokes bizonyította be 1849-ben. [2].

Megjegyezzük, hogy e szintfelület egybeeshet a test fizikai felszínével, de fontos, hogy az égitest tömegét teljesen magában foglalja.

A Stokes-tétel tehát megadja a nehézségi erő, — illetve 1 g vonzott tömeg esetén, a nehézségi gyorsulás számszerű értéke (továbbiakban e két fogalmat azonos értelemben használjuk) — megállapításának elvi lehetőségét, ha ismerjük a szintfelület alakját, a test tömegét és forgásának szögsebességét. A kérdés az, hogy milyen mértékben oldható meg ez a feladat az analízis eszközeivel. A feladat a nehézségi erő W potenciáljának meghatározása, de mivel a centrifugális erő V' potenciálja a szintfelület alakjától és a test tömegétől függetlenül az ismert

$$V' = \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2)$$

képlettel kifejezhető, a Stokes-probléma a tömegvonzás V potenciálfüggvényének megállapításából áll.

A keresett V -nek az alábbi feltételeket kell kielégítenie:

1. V -nek és első differenciálhányadosainak mindenütt folytonosnak és véges értékűeknek kell lenni.

2.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

Laplace-féle differenciálegyenletnek az egész külső térben ki kell elégülnie.

3. A $W = C$ egyenlettel jellemzett szintfelületen a következő alakot kell felvennie:

$$V = C - \frac{\omega^2}{2} (x^2 + y^2)$$

4. Ki kell elégítenie az alábbi egyenlőséget:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} rV = k^2 M,$$

ahol k^2 a tömegvonzási állandó,
 M a test tömege,
 r a vizsgált és a ható pont távolsága.

A V függvény meghatározását, amely egy szabálytalan, matematikailag nem definiálható felületnél legyőzhetetlen nehézségeket okoz, azon főfelületekre oldották meg, amelyek a bolygók alakjának vizsgálatainál számításba jöhetnek, nevezetesen gömbre és ellipszoidra [3] [4].

A következőkben csak a forgási ellipszoid esetével foglalkozunk, bár újabban a Föld alakját megközelítő alakzatok közül egyre inkább az általános ellipszoid kerül előtérbe.

A Stokes-problémát forgási ellipszoid felületére vonatkozólag 1929-ben Somigliana oldotta meg, amikor is levezette képletét, amely megadja a nehézségi erő eloszlásának pontos törvényét az említett felületen, függetlenül a belső tömegek elrendeződésétől [5] [6]. A képlet a következő:

$$g = \frac{ag_e \cos^2 \varphi + bg_p \sin^2 \varphi}{\sqrt{a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi}} \quad (1)$$

ahol a az ellipszoid fél nagytengelye,
 b az ellipszoid fél kistengelye,
 g_e a nehézségi erő értéke az egyenlítőn,
 g_p a nehézségi erő értéke a póluson,
 φ a földrajzi szélesség.

Megjegyezzük, hogy a Stokes-tételben szereplő M és ω értékek, g_e és g_p értékeiben benne foglaltatnak.

Somigliana képletéből sorbafejtés útján megállapítható Clairaut más úton levezetett képlete, amely szintén forgási ellipszoid felületére adja meg a nehézségi erő eloszlását [7] [8].

A Clairaut-féle képlet, a sor harmad és ennél magasabbrendű tagjait elhanyagolva a következő:

$$g = g_e (1 + \beta \sin^2 \varphi - \beta_1 \sin^2 2\varphi) \quad (2)$$

Ebben a képletben g_e a nehézségi gyorsulás értéke az egyenlítőn,

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{5}{2} q - \alpha - \frac{17}{14} q\alpha \\ \beta_1 &= \frac{5}{8} q\alpha - \frac{1}{8} \alpha^2 \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

α a forgási ellipszoid lapultsága,

$q = \frac{\omega^2 \alpha}{g_e}$ azaz az egyenlítői centrifugális erő és nehézségi erő hányadosa.

A következőkben ebből a képletből indulunk ki.

A Clairaut-féle képletben szereplő állandók meghatározására több

lehetőség kínálkozik. Azt a formulát, amelyet úgy kapunk, hogy a képletben szereplő 3 állandót elméleti úton határozzuk meg, a Clairaut-féle elméleti nehézségi erő képletének nevezzük. (A továbbiakban elméleti képlet.) Ha ellenben az állandókat, vagy csak azok közül egyet is empirikus úton — több ponton végzett nehézségi erő mérésekből — állapítjuk meg, akkor a nehézségi gyorsulás normális értékének Clairaut-féle képletét kapjuk. (A továbbiakban normális képlet.)

Itt kell megjegyeznünk, hogy a normális képletek (nemcsak a Clairaut-féle, hanem a többi is) szigorúan nézve nem az ellipszoid felületén adják meg a nehézségi erő eloszlását, mivel a számítás alapjául szolgáló nehézségi mérések eredményei a geoidra vannak redukálva és nem az ellipszoidra, tehát nem tekinthetők az ellipszoid felületén mért értékeknek. Ebből a tényből származó hiba nagyságára vonatkozólag vizsgálatok szükségesek, mert pl. geodéziai szempontból a geoid-undulációk gravimetriai úton történő meghatározásánál nagy jelentőségű az a kérdés, hogy az undulációk milyen alapelületre vonatkoznak.

Az alábbiakban meghatározzuk a Clairaut-féle formulában szereplő állandókat és ezzel a képletet is mind elméleti, mind empirikus úton.

2. Elméleti képletek

Az elméleti képlet számításánál két szélső esetet vizsgálunk meg. Először az ellipszoidot homogénnek tételezzük fel, majd másodsor az előbb idézett Stokes-tétel szerint járunk el, azaz a belső tömegelrendezésre nem teszünk feltevést. Az ellipszoidok forgássebességét és tömegét a Föld adataiból vesszük.

a) A homogén ellipszoid esete

A homogén ellipszoid tömegvonzásának — egy belső, vagy a felületén lévő pontjára vonatkozó — potenciálját a következő képlet fejezi ki: [9]

$$V_0 = -\frac{1}{2} P_0 x^2 - \frac{1}{2} P_0 y^2 - \frac{1}{2} Q_0 z^2 + K_0, \quad (3)$$

ahol x, y, z a vizsgált pont derékszögű koordinátái az ellipszoid tengelyeiből alkotott koordináta rendszer esetében

$$\left. \begin{aligned} P_0 &= 2\pi k^2 \sigma \frac{1+l^2}{l^3} \left(\operatorname{arc} \operatorname{tg} l - \frac{l}{1+l^2} \right) \\ Q_0 &= 4\pi k^2 \sigma \frac{1+l^2}{l^3} (l - \operatorname{arc} \operatorname{tg} l) \\ K_0 &= 2\pi k^2 \sigma \frac{a^2}{l} \operatorname{arc} \operatorname{tg} l, \end{aligned} \right\} \quad (3a)$$

amely képletekben

k^2 a tömegvonzás állandója,

- σ a homogén ellipszoid sűrűsége,
 a a homogén ellipszoid fél nagytengelye,
 l a homogén ellipszoid második excentricitása.

Ha a potenciál képletét egy tetszőleges irány mentén differenciáljuk, akkor a tömegvonzás ilyen irányú összetevőjét kapjuk. Nekünk az ellipszoid egyenlítőjén szükséges a tömegvonzás kifejezése, ezért a (3) képletet x vagy y szerint differenciáljuk, majd a változót a -val helyettesítjük:

$$T_e = \frac{\partial V}{\partial x} = -P_0 x = -P_0 a$$

Az egyenlítői nehézségi erőt úgy kapjuk, hogy a tömegvonzásból a centrifugális erő

$$C = a\omega^2$$

értékét levonjuk. A homogén ellipszoidra vonatkozó egyenlítői nehézségi erőt tehát a következő képlet fejezi ki:

$$g_e^h = -P_0 a + a\omega^2 \quad (4)$$

Helyettesítsük be a (3a) és (4) képletekbe a Kraszovszkij-ellipszoid adatait:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= 0,00335233 \\
 a &= 6\,378\,245 \text{ m} \\
 k^2 &= 6,670\,10^{-8} \text{ gr}^{-1}\text{cm}^3 \text{ sec}^{-2} \\
 \omega &= \frac{2\pi}{86164} \text{ sec}^{-1} \\
 \sigma &= 5,517 \text{ gr cm}^{-3}
 \end{aligned}$$

Ezekkel az adatokkal

$$g_e^h = 978,434 \text{ gal.}$$

Ha g_e^h ezen, ω fenti és az ellipszoid egyéb geometriai adataival meghatározzuk a (2a) állandókat és ezeket behelyettesítjük a (2) képletbe, akkor a Kraszovszkij-féle ellipszoidra vonatkozó egyik elméleti képletet nyerjük:

$$g = 978,434 (1 + 0,00529952 \sin^2\varphi - 0,00000586 \sin^2 2\varphi)$$

Hasonló módon kiszámítottuk a Hayford- és a Bessel-ellipszoidokra vonatkozó elméleti képleteket is. A Hayford-ellipszoidokra vonatkozó képlet a következő:

$$g = 978,451 (1 + 0,00529760 \sin^2\varphi - 0,00000587 \sin^2 2\varphi)$$

A Bessel-ellipszoidra vonatkozó pedig:

$$g = 978,308 (1 + 0,00528058 \sin^2\varphi - 0,00000585 \sin^2 2\varphi)$$

b) A Stokes-tétel esete

Ha adva van egy test ellipszoid alakú külső szintfelülete, a test tömege és az ellipszoid kisebbik tengelye körüli forgás szögsebessége, akkor Stokes tétele szerint ezen adatokkal — a belső tömegeloszlásra való tekintet nélkül — az ellipszoid felületének és külső terének bármely pontjában meghatározható a nehézségi erő potenciálja.

A tömegvonzás V potenciáljának ki kell elégíteni a Stokes-tétel előbb idézett négy feltételét. Vizsgáljuk meg, nem alkalmazhatjuk-e a V függvényre a homogén ellipszoid tömegvonzási potenciáljának, V_0 -nak már ismert (3) képletét úgy, hogy az adott ellipszoid felületét egy homogén belső tömegeloszlású ellipszoid felületének vesszük. Ezt a feltételezést a következő megfontolással indokolhatjuk meg: a Stokes-tétel szerint a W potenciálfüggvény és ennél fogva V sem függ a tömegeknek a szintfelületen belüli eloszlásától. Ezért jogosan tételezzük fel a legegyszerűbb tömegeloszlást — a homogenitást — egy olyan ellipszoid belsejében, amely egyszersmind egyensúlyi alak is. Az ellipszoid felülete ugyanis csak ebben az esetben szintfelület.

A forgó, cseppfolyós, homogén anyagi test egyensúlyi alakjának feltételét Maclaurin abban állapította meg, hogy forgás ellipszoid alakú egyensúlyi alak létezésekor a következő egyenletnek ki kell elégülnie [10]:

$$\frac{\omega^2}{2\pi k^2 \sigma} = \frac{3 + l^2}{l^3} \arctg l - \frac{3}{l^2}, \quad (5)$$

ahol a jelölések azonosak a (3) képletben alkalmazottakkal.

A V_0 függvénynek fenti szempontok szerinti vizsgálatára részletesen nem térünk ki, csupán megemlítjük a következőket:

A V_0 függvény, mint potenciálfüggvény a Stokes-féle első két feltételt minden további nélkül kielégíti.

A harmadik feltétel kielégítéséhez az szükséges, hogy az adott ellipszoid egyensúlyi alak legyen, mert ez esetben felülete szintfelület. Ez nem teljesül, mivel előre megadtuk a felület alakját, a test tömegét és forgássebességét, ezen adatok pedig csupán véletlen esetben elégítik ki az egyensúlyi alakot kifejező (5) egyenletet.

A negyedik feltétel csak akkor elégül ki, ha a felvett és a homogén egyensúlyi alakkal rendelkező ellipszoidok tömegei egyenlők.

A harmadik és negyedik feltételek kielégítésére a homogén ellipszoidra kapott formulákat kiegészítő taggal kell ellátni. A vizsgálatok eredményeképpen a felvett ellipszoid felületén a tömegvonzás potenciálja [3]:

$$V = V_0 - CK, \quad (6)$$

ahol V_0 a homogén ellipszoid potenciálja,

K a (3a) képletben szereplő K_0 állandóval azonos.

$$C = \frac{M}{2\pi\sigma a^2 b} - \frac{2}{3}, \quad (6a)$$

amely formulában σ az (5) képletből számítandó. A nehézségi erő potenciálja:

$$W = V + V' = V_0 + V' - CK \quad (7)$$

Ha a (7) összefüggést x vagy y szerint differenciáljuk, és az eredménybe a változó helyére a -t helyettesítünk, úgy a Stokes-féle egyenlítői nehézségi gyorsulást kapjuk:

$$g_e^s = \left[\frac{\partial V_0}{\partial x} \right]_a + \left[\frac{\partial V'}{\partial x} \right]_a - C \left[\frac{\partial K}{\partial x} \right]_a, \quad (8)$$

ahol a zárójel alatti a index azt jelzi, hogy a differenciálás után a változó helyére a helyettesítendő.

Ha a (3a) képletben szereplő $K_0 = K$ összefüggést — a konfokális ellipszoidok tulajdonságait figyelembe véve — x szerint differenciáljuk és a változót a -val helyettesítjük, akkor

$$\left[\frac{\partial K}{\partial x} \right]_a = 2\pi k^2 \sigma a$$

kifejezést kapjuk [8]. Ezt és $\left[\frac{\partial V_0}{\partial x} \right]_a + \left[\frac{\partial V'}{\partial x} \right]_a$ (4) képletből ismert alakját a (8) egyenletbe helyettesítve a Stokes-féle egyenlítői nehézségi erő formulájához jutunk:

$$g_e^s = -P_0 a + a\omega^2 - C2\pi k^2 \sigma a$$

azaz

$$g_e^s = g_e^h - C2\pi k^2 \sigma a \quad (9)$$

Helyettesítsük be a (9) és (6a) képletekbe a Kraszovszkij-ellipszoid méreteit és az ismert adatokon kívül a Föld tömegének $M = 5,9766 \cdot 10^{27}$ g értékét, akkor az egyenlítői nehézségre a:

$$g_e^s = 977,889 \text{ gal}$$

értéket kapjuk.

Ha g_e^s ezen, ω előző és az ellipszoid egyéb geometriai adataival meghatározzuk a (2a) állandókat és ezeket behelyettesítjük a (2) képletbe, akkor a Kraszovszkij-ellipszoidra vonatkozó másik elméleti képletet nyerjük:

$$g = 977,889 (1 + 0,00530440 \sin^2 \varphi - 0,00000566 \sin^2 2\varphi)$$

Hasonló számítást végeztünk a Hayford- és Bessel-ellipszoidra is. A nyert eredmények:

a Hayford-ellipszoidra:

$$g = 977,878 (1 + 0,00528991 \sin^2 \varphi - 0,00000588 \sin^2 2\varphi)$$

a Bessel-ellipszoidra:

$$g = 978,126 (1 + 0,00531072 \sin^2 \varphi - 0,00000584 \sin^2 2\varphi)$$

3. Normális képletek

A normális képletek kiszámításánál Cassinis és Mihajlov eljárásához hasonló utat követtünk. Ők g_e értékét empirikus úton határozták meg, β és β_1 állandókat pedig g_e értékét közelítőleg felvéve az ellipszoid geometriai adataiból számították a [2a] képletek segítségével.

Ezzel a módszerrel Cassinis a Hayford-ellipszoidra [11] a

$$g = 978,049 (1 + 0,00528840 \sin^2\varphi - 0,00000587 \sin^2 2\varphi)$$

Mihajlov pedig a Bessel-ellipszoidra [8] a

$$g = 978,049 (1 + 0,00531130 \sin^2\varphi - 0,00000584 \sin^2 2\varphi)$$

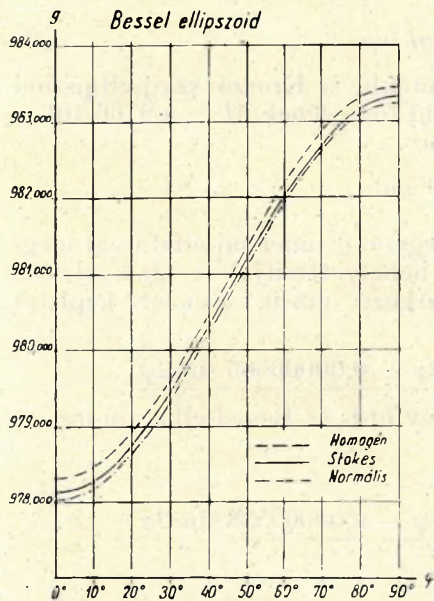
eredményt kapta.

A mi eljárásunk az volt, hogy g_e -t 978,049 gal értékűnek tételtük fel. A Kraszovszkij-ellipszoid geometriai adataival és g_e előbbi értékével kiszámítottuk a (2a) állandókat.

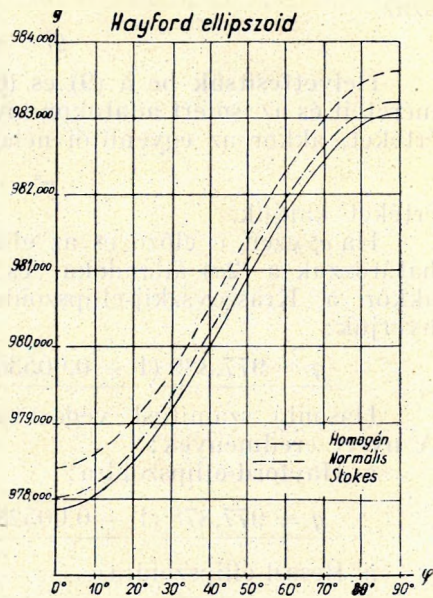
g_e értékének ezen felvételét az indokolja, hogy Cassinis és Mihajlov, újabban pedig Heiskanen [12] is az empirikus számítás eszközeül használt kiegyenlítés eredményeül az egyenlítői nehézségi gyorsulásra ezt az értéket kapta.

A Kraszovszkij-féle ellipszoidra számított normál formulára a következő eredményt nyertük:

$$g = 978,049 (1 + 0,00530296 \sin^2\varphi - 0,00000586 \sin^2 2\varphi)$$



1. ábra



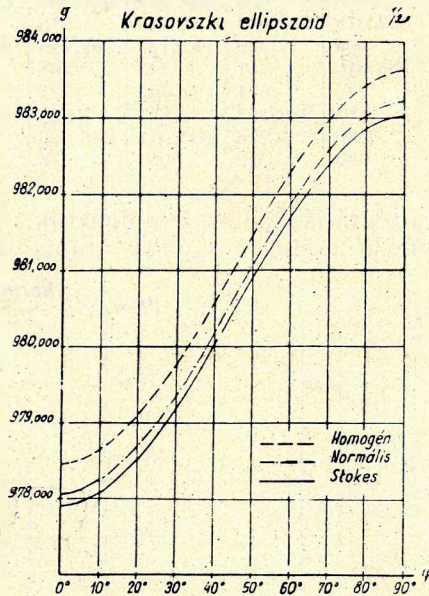
2. ábra

Ismételten megjegyezzük, hogy ezen képletek a számítás alapjául szolgáló nehézségi erő értékek helytelen redukciói miatt nem vonatkoznak szigorúan az ellipszoidokra.

4. Összefoglalás

Forgás ellipszoid felületén a nehézségi erő eloszlását a Clairaut-féle bővített formula adja meg. A formulában szereplő állandók meghatározására 2 lehetőség kínálkozik:

1. az állandók meghatározása elméleti úton,
2. az állandók, vagy azok egy részének meghatározása — nehézségi erő mérésekből — empirikus úton. Ez esetben az eredményül kapott képlet azonban nem vonatkozhatik szigorúan az ellipszoid felületére, mert a számítás alapjául szolgáló nehézségi értékek nem az ellipszoidra, hanem a geoidra vannak redukálva.



3. ábra

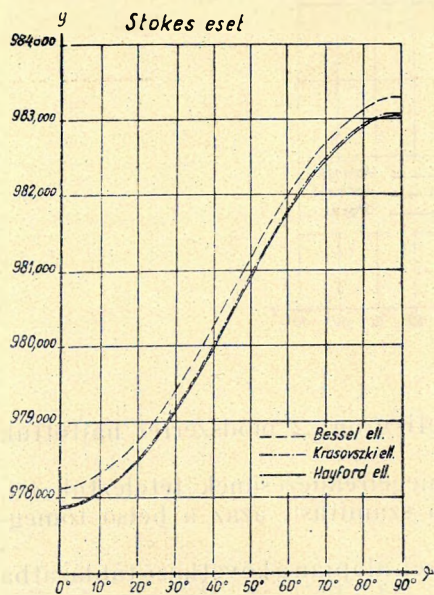
Az állandók meghatározását elméleti úton, 2 módszerrel hajtottuk végre:

1. az ellipszoidot homogén belső tömegelrendezésűnek tételeztük fel,
2. a Stokes-tétel szerint végeztük a számítást, azaz a belső tömegelrendeződésre nem voltunk tekintettel.

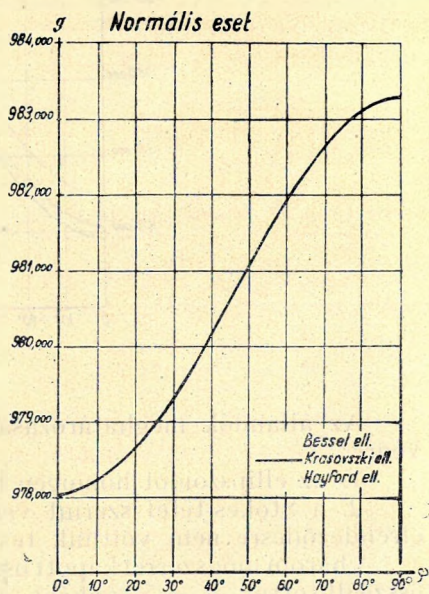
A három módszerrel kapott összefüggések alapján a következő táblázatba összeállítottuk $\varphi = 5^\circ$ -onként a Bessel-, Hayford- és Krasovszkij-féle ellipszoidokra vonatkozó elméleti és normális nehézségi erő-értékeket:

φ	Elméleti nehézség						Normális nehézség		
	a homogén ellipszoid esete			a Stokes-féle eset					
	Bessel-	Hayford	Kraszov-szkij	Bessel-	Hayford	Kraszov-szkij	Bessel-	Hayford	Kraszov-szkij
	ellipszoid			ellipszoid			ellipszoid		
0°	978,308	978,451	978,434	978,126	977,878	977,889	978,049	978,049	978,049
5°	347	490	473	165	917	928	088	088	088
10°	463	606	589	282	978,033	978,045	204	204	205
15°	666	796	780	472	223	235	395	394	395
20°	910	978,055	979,038	731	480	493	654	652	653
25°	979,227	373	356	979,050	799	812	973	969	972
30°	595	743	726	420	979,167	979,181	979,343	979,336	979,341
35°	980,002	980,106	980,089	924	508	590	753	745	750
40°	437	587	570	980,266	956	980,026	980,190	980,180	980,186
45°	885	985	981,021	718	980,459	476	580	629	636
50°	981,334	981,487	471	981,169	908	927	981,092	981,079	981,096
55°	769	924	908	606	981,344	981,365	530	515	524
60°	982,178	982,334	982,318	982,018	753	775	941	923	935
65°	548	674	690	389	982,123	982,146	982,313	982,294	982,306
70°	867	983,025	983,010	711	443	468	634	613	626
75°	983,126	272	270	971	703	727	894	873	887
80°	318	477	462	983,163	894	919	983,086	983,064	983,078
85°	435	595	580	276	983,011	983,036	204	181	196
90°	474	634	619	320	051	076	244	222	235

A táblázat adatait grafikusán is feldolgoztuk. Az 1–3. rajz ellipszoidonként a különböző esetekre együtt ábrázolja az eredményeket.



4. ábra



5. ábra

CONTENTS

<i>L. Bendejy</i> : Determination of Temporary Changes of Height of the Levelling Bases	3
<i>L. Egyed</i> : New Method for the Determination of Mean Density	31
<i>J. Gálfi, L. Stegena</i> : Deep-Reflections in the Region of Hajdúszoboszló	37
<i>J. Gálfi, F. Gellert, L. Sédý</i> : Development of Pressure Wave by Air Shooting ..	41
<i>I. B. Haáz</i> : Determination of the Dip, Density and Susceptibility of an infinite inclined dike from its Gravity and Magnetic Effects	45
<i>Gy. Kilezer</i> : Possibility of the Detection of Shot and Inverse Strata by means of Seismic Refraction Measurement	57
<i>G. Kilezer</i> : Equalization of Transformed Observation Data	65
<i>I. Müller</i> : Distribution of Gravity on the Surface of the Ellipsoids of Krasovszkij, Hayford and Bessel	71

